

PHÄNOMENE IN EDELGASEN,
VERURSACHT DURCH SCHNELLE GELADENE
TEILCHEN

KLAUS SÖCHTING

1973



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554601_0074

Phänomene in Edelgasen,
verursacht durch schnelle geladene Teilchen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Klaus Söchting
München, im Sommersemester 1973



1. Berichterstatter: Professor Dr. H. P. Dürr
 2. Berichterstatter: Professor Dr. A. Heisen
- Tag der mündlichen Prüfung: 26. 7. 1973

Zusammenfassung

Im Zusammenhang mit dem Durchgang schneller geladener Teilchen werden in Edelgasen Elektronenanteile freigesetzt, die sich nach Art und Zeitpunkt ihrer Entstehung unterscheiden. Die Methode dieser Arbeit besteht darin, durch Messen der Ansprechwahrscheinlichkeit einer Funkenkammer unter variierten Bedingungen die mittlere Anzahl der freien und für die Funkenbildung wirksamen Elektronen in der Kammer als Funktion dieser Bedingungen zu bestimmen. Auf diese Weise wurden die in der nachfolgenden Tabelle aufgeführten Ergebnisse gewonnen.

Bei jeweils konstanter Klärfeldstärke wurden die Elektronendriftgeschwindigkeit aus der Änderung der mittleren Anzahl wirksamer Elektronen mit der Verzögerungszeit und die Funkenentwicklungsstrecke aus dem Unterschied dieser Anzahl bei zwei entgegengesetzten Klärfeldrichtungen bestimmt. Durch Variation der Beimengung zum Edelgas können die beim Teilchendurchgang entstandenen Elektronenanteile voneinander getrennt und quantitativ ermittelt werden. Mit dieser Methode konnte auch der Wirkungsquerschnitt für Penningionisation gemessen und damit gezeigt werden, daß metastabil angeregte Edelgasatome das Verhalten von Funkenkammern wesentlich beeinflussen. Dadurch wurden die Klärphänomene in Funkenkammern verstanden und die Grundlagen gewonnen, mit denen Zeitauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit den jeweiligen Erfordernissen in Experimenten der Hochenergiephysik optimal angepaßt werden können.

Außerdem legen die Ergebnisse eine Erweiterung des Anwendungsbereichs von Funkenkammern, nämlich ihre Verwendung zur Teilchenunterscheidung nahe: Durch Messen des relativistischen Anstiegs der Primäri-ionisation mit Teilchen bekannter Masse und Impuls zeigte sich, daß mit Funkenkammern verschiedene Teilchen mit gleichem Impuls zuverlässig voneinander unterschieden werden können. Bei höchsten Energien wird die Unterscheidungsmöglichkeit durch Erreichen des Fermiplateaus beschränkt, jedoch deuten die Meßdaten darauf hin, daß es metastabile Atome gibt, die vom Teilchen direkt angeregt werden und möglicherweise dieser Beschränkung nicht unterworfen sind.

Tabelle

Meßgröße	Meßergebnis	Literaturwert
Elektronendriftgeschwindigkeit in Helium bei 20°C		
$\frac{E}{p} = 0,5 \frac{\text{Volt}}{\text{cm Torr}}^{-1}$	$v = (0,600 \pm 0,018) \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	$v = (0,597 \pm 0,003) \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ 15)
$0,012 < \frac{E}{p} < 0,55 \frac{\text{Volt}}{\text{cm Torr}}^{-1}$	$v = \left\{ \begin{array}{l} -(0,013 \pm 0,006) \\ + (0,872 \pm 0,017) \sqrt{\frac{E}{p}} \end{array} \right\} 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	_____
Wirkungsquerschnitte für Penningionisation in Helium und Neon		
$\text{He}^{\text{III}} + \text{N}_2 + \text{He} + \text{N}_2^+ + e$	$q = 7,9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \pm 10\%$	$q = 6,4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \pm 50\%$ 18)
$\text{Ne}^{\text{III}} + \text{N}_2 + \text{Ne} + \text{N}_2^+ + e$	$q = 7,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \pm 10\%$	$q = 10 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ 19)
Zerfallskonstante für Stöße 2. Art in Helium	$\lambda_0 = 0,7 \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2}$	$\lambda_0 = (0,31 \pm 0,03) \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2}$ 18)
$\text{He}^{\text{III}} + 2\text{He} + \text{He}_2 + \text{He} + 3\text{He} + h\nu$		$\lambda_0 = (0,26 \pm 0,03) \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2}$ 20)
		$\lambda_0 = 3,3 \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2}$ 21)

Von geladenen Höhenstrahlungsteilchen in Edelgasen erzeugte Elektronenkomponenten und metastabil angeregte Atome (Anzahl je cm umgerechnet auf 760 Torr bei 0°C):

Meßgröße	Meßergebnis	Literaturwert
Primärionisation: in He je Auslösesignal	$5,85 \pm 0,15$	5,96 ¹¹⁾
in He je Teilchendurchgang	$5,14 \pm 0,17$	$6,5 \pm 0,1$ ¹²⁾
Plattenelektronen in He nachgewiesen	$0,78 \pm 0,15$	—
"echte" Primärelektronen in He erzeugt	$4,36 \pm 0,17$	—
Anzahl der metastabilen Atome He ^m	$2,2 \pm 0,2$	—
He ^m /Primärionisation	0,42	—
Primärionisation in 30% He + 70% Ne	$10,3 \pm 0,3$	—
Primärionisation in Ne	$12,4 \pm 0,5$	12,6 ¹³⁾
Anzahl der metastabilen Atome Ne ^m + He ^m	$6,5 \pm 0,4$	—

Inhaltsverzeichnis

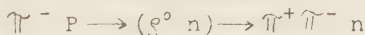
Seite

1.	Einleitung	1
2.	Grundlagen und Zielsetzung der Arbeit	5
2.1.	Funkenbildung	5
2.2.	Ergebnisse der Diplomarbeit	6
2.3.	Zielsetzung	10
3.	Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit und Beschreibung der Meßmethode	11
3.1.	Verschiedene Elektronenkomponenten	11
3.2.	Sofort unabhängig freigesetzte Elektronen	13
3.3.	Verzögert freigesetzte Elektronen	14
4.	Beschreibung der Meßanordnung	17
4.1.	Funkenkammeranlage	17
4.2.	Hilfsmittel zur Kontrolle	21
4.3.	Gassystem	24
5.	Meßergebnisse	28
5.1.	Mit sofort unabhängig freigesetzten Elektro- nen erhaltene Ergebnisse	28
5.1.1.	Primärionisation	32
5.1.2.	Elektronendriftgeschwindigkeit	35
5.1.3.	Funkenentwicklungsstrecke	39
5.2.	Mit verzögert freigesetzten Elektronen erhaltene Ergebnisse	40
5.2.1.	Quantitative Ergebnisse	40
5.2.2.	Qualitative Betrachtungen	47
5.3.	Messung des relativistischen Anstiegs als Funktion der Teilchengeschwindigkeit	51
5.3.1.	Erläuterungen	51
5.3.2.	Durchführung und Auswertung des Experiments	53
6.	Diskussion	58
	Literaturverzeichnis	62

1. Einleitung

Eine Gruppe des Instituts ¹⁾ untersuchte 1966-67 am Protonen-Synchrotron des europäischen Kernforschungszentrums in Genf mit einem Magnetspektrometer, welches mit optischen Funkenkammern ausgerüstet war, die Zerfälle von Vektormesonen. In jenem Experiment zeigte sich, daß die Zusammensetzung der Gasmischung, mit welcher die Funkenkammern betrieben werden, ausschlaggebend für das einwandfreie Funktionieren der Apparatur war. Verschiedene Fragen, die dabei auftraten, wurden in einer 1969 fertiggestellten Diplomarbeit ²⁾ untersucht, wobei qualitative Ergebnisse und neue Modellvorstellungen über die Vorgänge gewonnen wurden, welche sich im Zeitintervall zwischen dem Durchgang eines Teilchens bis zum Beginn des Funkendurchbruchs im Gas einer Funkenkammer abspielen. Diese Vorstellungen wurden im Rahmen der vorliegenden Dissertation mit einer gegenüber der Diplomarbeit modifizierten Apparatur durch quantitative Messungen bestätigt.

Anhand des in Bild 1 gezeigten experimentellen Aufbaus, in welchem die Reaktion



sichtbar ist, sollen einige für die Arbeit wichtige Begriffe eingeführt werden. Die Reaktion ist charakterisiert durch das Kriterium "ein einlaufendes, zwei auslaufende geladene Teilchen". Sie wird aus der großen Zahl möglicher Prozesse mit Koinzidenzreisen und anderen logischen Schaltungen ausgewählt, die mit elektrischen Impulsen gespeist werden, welche aus geeignet angeordneten Szintillationszählern stammen. Die Anordnung der Funkenkammern gestattet es, die Trajektorien der Teilchen zu messen, aus welchen die Reaktion kinematisch rekonstruiert werden kann.

Zwischen Teilchendurchgang und Anlegen der Hochspannung vergeht eine Zeit, die sogenannte Verzögerungszeit. Sie ist im wesentlichen durch die Laufzeit der Teilchen in der Apparatur und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Impulse in den Kabeln gegeben. In unserem Experiment betrug sie etwa 0,5 μ sec. Die vom ausgewählten Teilchen freigesetzten Elektronen müssen also nach mindestens 0,5 μ sec noch in einer zur Funkenbildung ausreichenden Anzahl

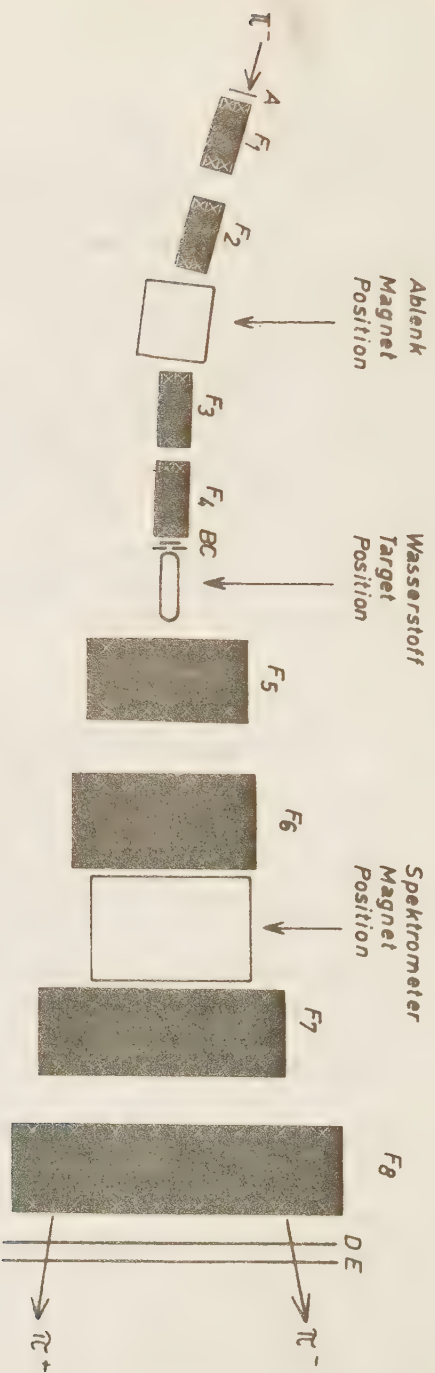


Bild 1: Schema des Experimentaufbaus in der Aufsicht

ABCDE = Zähleranordnungen

F_i = optische Funkenkammern

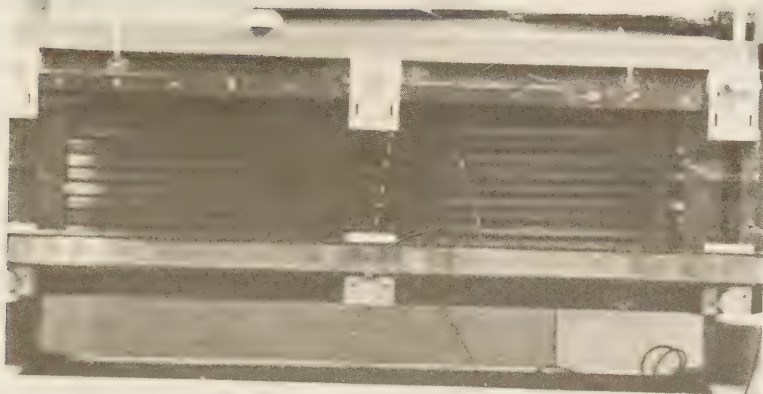


Bild 2 -

Bild 2 zeigt eine optische Funkenkammer, wie sie für die Untersuchungen verwendet wurde. Wird sie von geladenen Teilchen durchlaufen, so entsteht am Ort des Durchgangs ein Schlauch von freien Elektronen und Ionen. Liefert eine Zähleranordnung ein Signal, welches den Durchgang anzeigt, so wird an den von jeweils 2 benachbarten Platten begrenzten Kammerspalt ein Hochspannungsimpuls angelegt. Entlang des Elektronenschlauchs entstehen Funkendurchbrüche in den einzelnen Kammerspalten. Um störende Rückkoppelungen zwischen mehreren von ihnen zu vermeiden, wurde, für die quantitativen Messungen der vorliegenden Dissertation, nur ein einziger Kammerspalt angeschlossen und elektrisch statt optisch ausgelesen (siehe 4.1.). Dadurch konnte der Meßaufwand auch bei nur einem Kammerspalt in vernünftigen Grenzen gehalten werden.

vorliegen. Wie in Abschnitt 3. im einzelnen gezeigt wird, hängt die Wahrscheinlichkeit für den Durchbruch eines Funkens, die sogenannte Ansprechwahrscheinlichkeit, von der mittleren Anzahl freier Elektronen ab, die beim Anlegen des Hochspannungsimpulses noch vorhanden ist. Diese Anzahl wird fortlaufend reduziert, und zwar bewußt, etwa durch ein Gleichspannungsfeld, ein sogenanntes Klärfeld, welches permanent an der Kammer anliegt und die freien Elektronen absaugt. Dies geschieht, obwohl damit die Ansprechwahrscheinlichkeit ungünstig beeinflußt wird, um damit eine weitere Forderung an die Kammern zu erfüllen, die kurz erläutert werden soll.

Außer den durch die Zähleranordnung ausgewählten Teilchen laufen weitere ionisierende Teilchen durch die Apparatur. Ihre Zahl hängt von der Intensität des Strahls ab. Um auch bei kleinen Wirkungsquerschnitten während der kostbaren Meßzeit an den Beschleunigern eine möglichst große Zahl der gesuchten Ereignisse zu erhalten, muß die Intensität so hoch wie möglich gewählt werden. Funkenspuren von Teilchen, die nicht ausgewählt wurden, stören die Rekonstruktion. Daher hängt die zulässige Intensität von der Zeit ab, in der die freien Elektronen, die das Gedächtnis der Kammer bilden, vollständig abgesogen werden können. Diese Zeit ist ein Maß für die sogenannte Zeitauflösung der Kammern. Sie steht in Konkurrenz zur Ansprechwahrscheinlichkeit, d.h. die Wahl einer guten Zeitauflösung führt zu einer reduzierten Ansprechwahrscheinlichkeit und umgekehrt. Die Bedingungen müssen jeweils den speziellen Erfordernissen eines Experiments angepaßt werden.

2. Grundlagen und Zielsetzung der Arbeit

2.1. Funkenbildung

Meek ³⁾ und Raether ⁴⁾ entwickelten auf Grund der Townsendschen Theorie folgendes Bild. Freie Elektronen im Gasraum werden durch ein angelegtes elektrisches Feld beschleunigt und erzeugen vorwiegend durch Stoßionisation zusätzliche Elektronen. Sind n vorhanden, so werden auf der Strecke dx $dn = \alpha n dx$ Elektronen neu erzeugt. Hierbei ist α der 1. Townsendkoeffizient. Seine Größe hängt außer von der Feldstärke E noch von der Art des Gases und der freien Elektronenweglänge ab. Werden n_0 primär vorhandene Elektronen in einem konstanten Feld beschleunigt, so haben sie sich nach der Strecke x auf $n = n_0 e^{\alpha x}$ vervielfältigt. Mit jedem Elektron entsteht auch ein positiv geladenes Ion, so daß schließlich Raumladungseffekte ein weiteres Anwachsen der Lawine behindern. Andere Vorgänge dominieren und führen, wenn die Lawine eine bestimmte Größe erreicht hat, zum Funkendurchbruch. Nach Raether ist die kritische Größe der Elektronenlawine durch die Bedingung $n \geq 10^8$ gegeben. Mit dieser Raetherbedingung ergibt sich also eine gewisse Mindeststrecke, die Funkenentwicklungsstrecke

$$d = (\ln 10^8) / \alpha$$

die ein einzelnes freies Elektron benötigt, damit es einen Funken erzeugen kann. Ist b die Breite eines Kammerspalts, so können nur Elektronen, die innerhalb der empfindlichen Spaltbreite ($b-d$) frei sind, zu einem Funkendurchbruch führen.

In Edelgasen werden während der Entwicklung der Townsendlawine auch Atome metastabil angeregt. Durch Wechselwirkung mit Molekülen oder Atomen, deren Ionisierungsenergie hinreichend niedrig ist, werden durch die Penningionisation genannte Reaktion



zusätzliche Elektronen frei. In einer geeigneten Mischung aus Neon und Argon reduziert sich dadurch die Funkenentwicklungsstrecke auf weniger als die Hälfte gegenüber der in den reinen Gasen gemessenen (Penningeffekt ⁵⁾).

2.2. Ergebnisse der Diplomarbeit

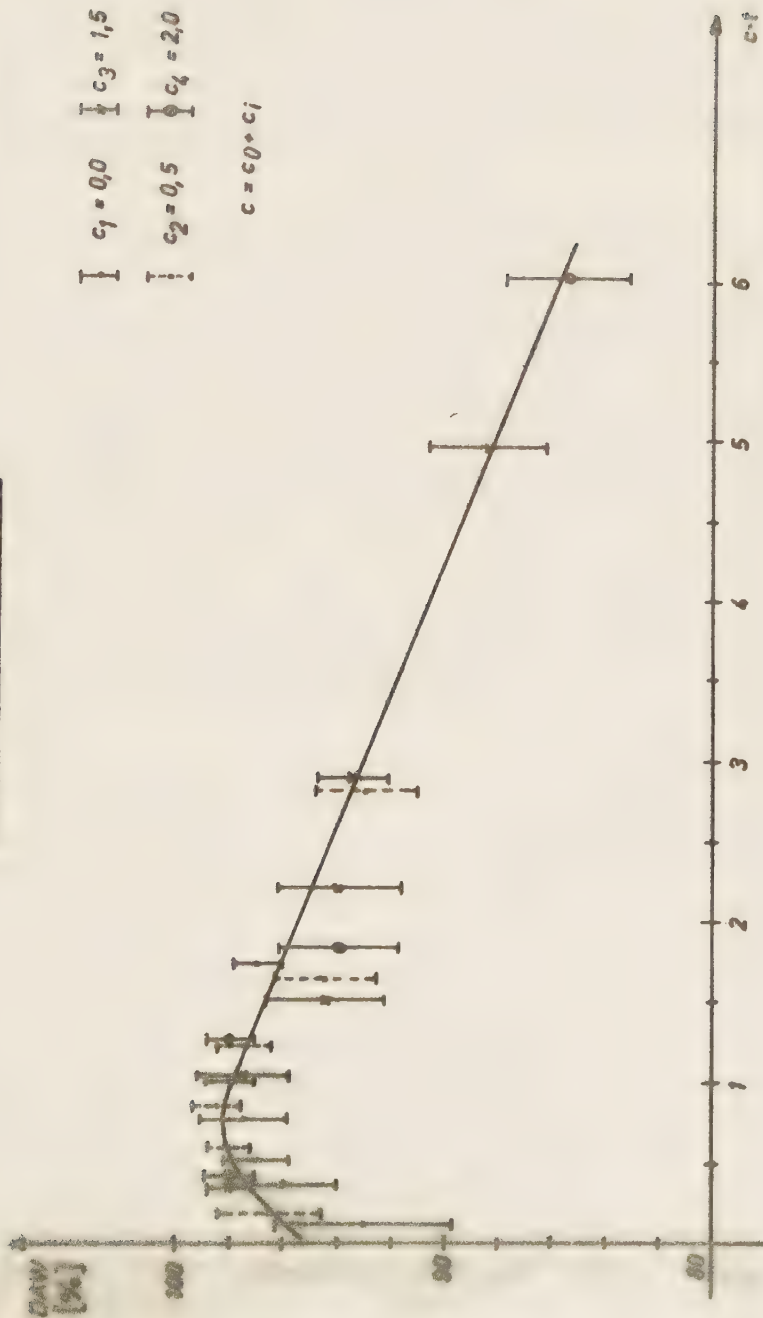
In diesem Abschnitt sollen kurz einige für die vorliegende Untersuchung grundlegende Ergebnisse der Diplomarbeit dargestellt werden. Der verwendete Versuchsaufbau stimmt im wesentlichen mit dem in 4.1. beschriebenen überein, abweichende Details findet man in der Diplomarbeit

Bei Messungen der Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit hatte die Ansprechwahrscheinlichkeit ihren größten Wert nicht etwa, wie dies der allgemeinen Auffassung entspricht, bei den kleinsten Verzögerungszeiten, sondern sie durchlief ein Maximum, dessen Lage sich mit zunehmender Konzentration der Beimengungen zu kleineren Zeiten verschob. Dies wurde zunächst in einer Henogal genannten Edelgasmischung aus rund 70% Neon + 30% Helium für zwei die Kammer simultan durchsetzende Höhenstrahlungsteilchen und anschließend auch für Einzeldurchgänge in sehr reinem Helium beobachtet. Im 1. Fall wurden Meßreihen bei verschiedenen Konzentrationen von Alkohol bzw. Wasserdampf im Henogal aufgenommen. Es zeigte sich, daß der Wert der Ansprechwahrscheinlichkeit nur von dem Produkt $c \cdot t$ der Konzentration c der Beimengung und der Verzögerungszeit t abhängt. Durch Auftragen der Ansprechwahrscheinlichkeit gegen $c \cdot t$ konnten daher die Ergebnisse mehrerer Meßreihen zu einer Kurve zusammengefaßt werden (Kurve a). Da die Beimengung in flüssiger Form mit einer Pipette gemessen und erst anschließend verdunstet und mit dem Kammergas durchmischt wurde, ist die Konzentration in ccm Flüssigkeit angegeben. Bei einem Gesamtvolumen von etwa 350 l für Kreislauf und Kammer ist 1 ccm Flüssigkeit etwa 0,14% Alkohol äquivalent. Kurve b zeigt ein Ergebnis für Einzelfunken in sehr reinem Helium. Die Anzahl der freien Elektronen wurde nach der in 3. beschriebenen Methode aus der gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeit berechnet.

Wie bereits oben erwähnt widerspricht der beobachtete Anstieg der allgemeinen Auffassung, z.B. Wentzel⁶⁾, Cronin⁷⁾, wonach die Zahl der freien Elektronen laufend durch Anlagerung, wie auch Diffusion verringert wird und daher die Ansprechwahrscheinlichkeit mit

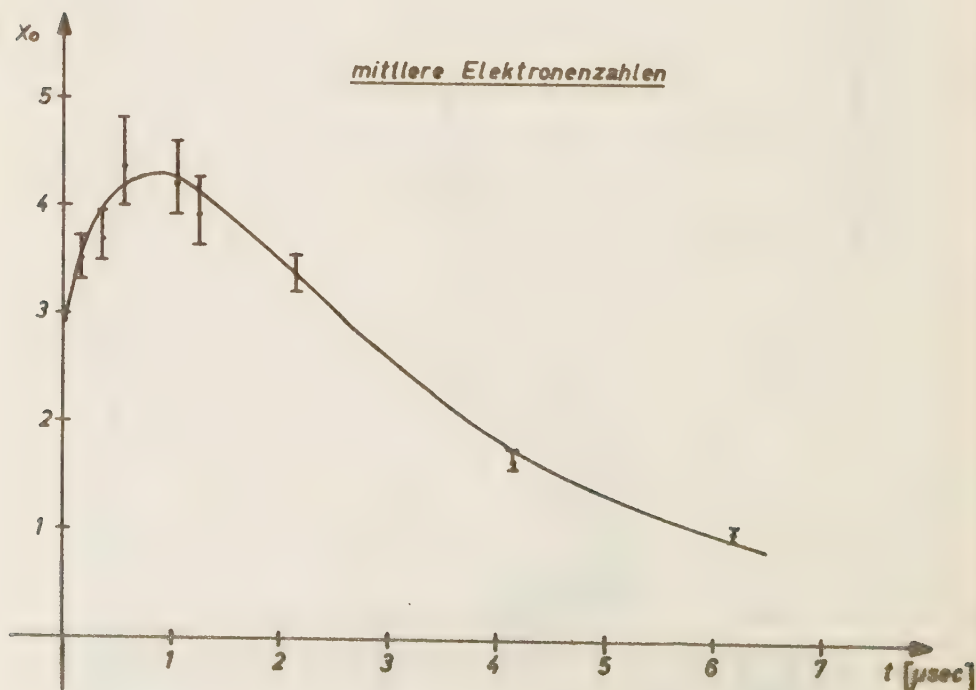
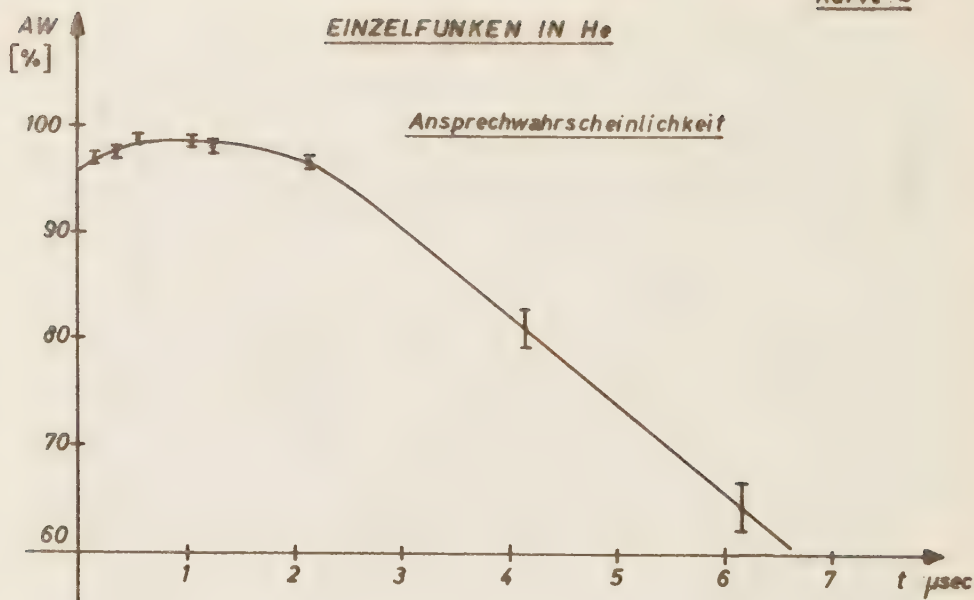
DOPPELFUNKTEN C₂H₅OH

Kurve B



Kurve b

EINZELFUNKEN IN He



wachsender Verzögerungszeit monoton abklingen sollte. Schneider⁶⁾ kommt auf Grund von Berechnungen zu dem Ergebnis, daß das Maximum der Ansprechwahrscheinlichkeit für Mehrfachdurchgänge nach möglichst kurzer Verzögerungszeit in möglichst reinem Edelgas erreicht wird, da unter diesen Bedingungen die Dichte der freien Elektronen im Gas, wie er annimmt, am höchsten sei.

Der gemessene Anstieg der Ansprechwahrscheinlichkeit widerspricht offenbar dieser Annahme. Es ist anzunehmen, daß noch einige Zeit nach einem Teilchendurchgang Elektronen frei werden. Eine Erklärung legt die in Abschnitt 2.1. beschriebene Penningionisation nahe. Nach Phelps⁹⁾ liegt der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion in der Größenordnung des gaskinetischen. In einem Gas unter Normalbedingungen ergibt sich daraus eine mittlere Lebensdauer der metastabilen Atome von 1 μ sec wenn die Beimengung etwa 0,02% in Helium oder 0,05 % in Neon beträgt. Nimmt man also an, daß beim Teilchendurchgang Atome metastabil angeregt werden, so lassen sich die in den Kurven a und b gezeigten Anstiege zwanglos erklären, ebenso die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit allein von dem Produkt c.t. Die Stoßwahrscheinlichkeit und damit die mittlere Lebensdauer der Metastabilen ist gerade umgekehrt proportional zur Konzentration der Beimengung.

Auch andere bislang unverstandene Beobachtungen lassen sich durch beim Teilchendurchgang metastabil angeregte Atome erklären. Cronin⁷⁾ z.B. beobachtete die Elektronendriftgeschwindigkeit in "frischem" und in durch längeres Stehen in einer dichten Funkenkammer "gealtertem" Edelgas über das Abklingen der Ansprechwahrscheinlichkeit. Er fand einen um mehr als das 3-fache größeren Wert im gealterten Gas als im frischen; die Diskrepanz wuchs mit zunehmender Klärfeldstärke. Bei einer Analyse des gealterten Gases fand er es frei von molekularen Beimengungen oberhalb von einigen zehnteln Promille. Cronin scheint damit eine Erklärung des Effekts durch die Beimengung auszuschließen, jedenfalls kommt er zu dem Schluß: "Die wesentliche Folgerung ist, daß nur die qualitativen Details der Klärphänomene reproduzierbar sind".

Offen bleibt nach Cronin die Frage nach dem Alterungsprozess seines zuvor reinen Edelgases. Diesen anders als durch eine allmähliche Verunreinigung zu erklären wäre unverständlich. Die hierfür angegebene obere Grenze ist jedoch so gering, daß nur eine von der Elektronenanlagerung verschiedene Ursache für das unterschiedliche Verhalten der Elektronendriftgeschwindigkeit in frischem und gealtertem Gas in Frage kommt. Mit der zuvor gemachten Annahme, wonach beim Teilchendurchgang Atome metastabil angeregt werden, ergibt sich folgendes Bild: Cronin bestimmte über die Ansprechwahrscheinlichkeit seiner Funkenkammer nur eine scheinbare Elektronendriftgeschwindigkeit. Die metastabil angeregten Atome sind ungeladen und damit dem Einfluß eines Klärfeldes nicht unterworfen; je nach dem Grad der Verunreinigung führen sie erst früher oder später zu freien Elektronen, die dann eine höhere oder geringere, aber immer zu kleine Elektronendriftgeschwindigkeit vortäuschen.

2.3. Zielsetzung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Bedingungen festzustellen, unter denen Zeitauflösung und Ansprechwahrscheinlichkeit optimiert und Funkenkammern zur Teilchenunterscheidung eingesetzt werden können. Dazu sollen Vorgänge, die sich im Zeitraum zwischen Teilchendurchgang bis zum Beginn des Funkendurchbruchs im Gas von Funkenkammern abspielen, untersucht, verschiedene Größen quantitativ bestimmt und die der Untersuchung zugrunde gelegten Annahmen und Modellvorstellungen bestätigt werden. Im Einzelnen sollen mit Funkenkammern gemessen werden:

1. Verschiedene von Höhenstrahlungsteilchen freigesetzte Elektronenkomponenten
2. Elektronendriftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Klärfeldstärke
3. Funkenentwicklungsstrecke
4. Wirkungsquerschnitt für Penningionisation
5. Relativistischer Anstieg der Primärionisation

2. Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeit und Beschreibung der Meßmethode

Die Methode dieser Arbeit besteht darin, durch Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit einer Funkenkammer unter variierten Bedingungen die mittlere Anzahl der freien Elektronen in der Kammer als Funktion dieser Bedingungen zu bestimmen. Wir gehen dazu im folgenden von der Annahme aus, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit mit der Wahrscheinlichkeit identisch ist, beim Anlegen der Hochspannung mindestens ein freies Elektron im empfindlichen Bereich eines Kammerspalts vorzufinden. Diese Annahme wird durch die Vorstellungen von Townsend und Raether (2.1.) nahegelegt und wurde mit der verwendeten Apparatur kontrolliert.

3.1. Verschiedene Elektronenkomponenten

Im Zusammenhang mit einem Teilchendurchgang werden durch Art, Ort und Zeitpunkt ihrer Entstehung bestimmte Elektronenkomponenten erzeugt, die jeweils eine unterschiedliche Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von äußeren Parametern bewirken und deren Anteile daher durch Variation der Parameter bestimmt werden können.

Energiereiche geladene Teilchen führen durch unelastische Stöße zu angeregten Zuständen und zur Ionisation in der von ihnen durchlaufenen Materie. Die vom Teilchen direkt erzeugten Primärelektronen reagieren ihrerseits mit dem Gas. Sie erzeugen Sekundärelektronen oder heben Elektronen innerhalb der Atome auf angeregte Niveaus. Von besonderem Interesse sind die metastabil angeregten Edelgasatome, da sie durch Penningionisation weitere, sogenannte Penningelektronen freisetzen. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit an Hand der freien Elektronen im Kammerspalt berechnet werden soll, sind auch Elektronen zu berücksichtigen, die aus umgebenden festen Materialien in den Gasraum des Kammerspalts gelangen. Sie sollen Plattenelektronen genannt werden.

Bei geeigneter Wahl der äußeren Bedingungen können mehrere Komponenten zu Gruppen jeweils gleichartigen Verhaltens zusammengefaßt werden. Im reinen oder quasi reinen Gas sind es drei, die sofort unabhängig, die sofort abhängig und die verzögert freigesetzten Elektronen. Sofort bedeutet dabei zum Zeitpunkt des Teilchendurchgangs. Unabhängig werden die Primärelektronen und ein Teil der Plattenelektronen, abhängig die Sekundärelektronen, verzögert die Penningelektronen freigesetzt. Letztere entstehen auch in absolut reinem Edelgas durch Stöße metastabiler Atome mit der Wandung des Kammerspalts. Durch ein Klärfeld können die sofort freigesetzten Elektronen vollständig abgesaugt und dadurch die Penningelektronen isoliert nachgewiesen werden. Umgekehrt läßt sich durch eine genügend große Beimengung erreichen, daß die mittlere Lebensdauer metastabiler Atome nur wenige Nanosekunden beträgt und sie meßtechnisch wie sofort freigesetzte Elektronen behandelt werden können.

Die Anzahl der unabhängig freigesetzten Elektronen ist Poissonverteilt. Nach Bethe¹⁰⁾ werden in einem Gas unter Normalbedingungen bei hochrelativistischen Teilchendurchgängen in rund 97 % der Fälle Sekundärelektronen in unmittelbarer Nachbarschaft der Primären, mit einem Abstand $< 0,1$ mm frei. Bei den Messungen in Funkenkammern wird nur zwischen Fällen unterschieden, in denen entweder kein oder aber mindestens ein Elektron im empfindlichen Bereich des Kammerspalts frei ist. Gleichgültig ist es, ob es sich um ein einzelnes oder um eine Ansammlung freier Elektronen handelt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit A^w wird daher allein durch die unabhängig freigesetzten Elektronen bestimmt.

Sind im empfindlichen Bereich des Kammerspalts im Mittel $\bar{X}$ Elektronen frei, so ist die Wahrscheinlichkeit im Einzelfall genau n zu haben durch die Poissonverteilung gegeben.

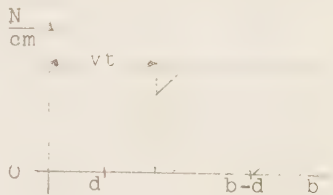
$$P_n = e^{-\bar{X}} \bar{X}^n / n!$$

Wegen $\sum_{n=0}^{\infty} P_n = 1$ ergibt sich daraus die mit der Wahrscheinlichkeit mindestens ein freies Elektron vorzufinden identische Ansprechwahrscheinlichkeit

$$A^w = 1 - e^{-\bar{X}}$$

3.2. Sofort unabhängig freigesetzte Elektronen

Nimmt man an, daß je cm im Mittel N Elektronen homogen verteilt im Kammerspalt freigesetzt werden und sich jedes Elektron unter dem Einfluß eines Klärfeldes mit der Elektronendriftgeschwindigkeit v bewegt, so ergibt sich nach der Verzögerungszeit t nebenstehendes Bild der Elektronenverteilung im Spalt der Breite b . Vor der für das Klärfeld negativen Elektrode entsteht ein von Elektronen freier Raum. Infolge der für die Funkenentwicklung benötigten Strecke d sind die Elektronen, die sich in einem kleineren Abstand von der positiven Hochspannungselektrode befinden, von der Funkenbildung ausgeschlossen. Je nach der Richtung des Hochspannungsimpulses im Vergleich zum Klärfeld befinden sich unterschiedliche Anteile der noch vorhandenen Elektronen im empfindlichen Bereich. Sind die Richtungen parallel zueinander, so werden alle Elektronen aus dem Bereich 0 bis $(b-d)$ wirksam, sind sie antiparallel, so alle aus dem Bereich d bis b .



Bezeichnet man mit $X(t)$ die mittlere Anzahl freier Elektronen im empfindlichen Bereich eines Kammerspalts nach der Zeit t und kennzeichnet man die gegenseitige Richtung von Hochspannungsimpuls und Klärfeld durch einen Index (+) im parallelen, (-) im antiparallelen Fall und (o) ohne Klärfeld, so erhält man folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 X_+(t) &= N(b-d-vt) \\
 \text{I) } X_-(t) &= \begin{cases} N(b-vt) & vt \geq d \\ N(b-d) & vt \leq d \end{cases} \\
 X_o(t) &= N(b-d)
 \end{aligned}$$

$X \uparrow$
 X_o
 X_-
 X_+
 t_1 t_2 t

Aus den 3 Achsenabschnitten

$$\begin{aligned}
 N(b-vt_2) &= 0 & \text{folgt } v &= b/t_2 \\
 N(b-d-vt_1) &= 0 & \text{folgt } d &= o(1-t_1/t_2) \\
 N(b-d) &= X_+(t=0) & \text{folgt } N &= X_+(t=0) \cdot t_2/bt_1
 \end{aligned}$$

3.3. Verzögert freigesetzte Elektronen

Es sollen zum Zeitpunkt des Teilchendurchgangs $\bar{A}$ metastabile Atome entstehen. Nehmen wir an, daß sie mit der Zerfallskonstanten λ nach dem Gesetz des radioaktiven Zerfalls aufgelöst werden und dabei Elektronen freisetzen, so sind nach der Zeit t noch $\bar{A}e^{-\lambda t}$ metastabile Atome vorhanden. Im Zeitintervall t bis $t+dt$ entstehen aus ihrem Zerfall $dn(t) = \bar{A}e^{-\lambda t}\lambda dt$ neue Elektronen. Wegen der nun einsetzenden Elektronenanlagerung überlebt von ihnen bis zu einem späteren Zeitpunkt t_0 nur der Anteil

$$\text{II)} \quad dn(t) e^{-\gamma(t_0-t)} = \bar{A}e^{-\lambda t}\lambda dt e^{-\gamma(t_0-t)}$$

Der gesamte Bestand an "metastabil erzeugten" Elektronen zur Zeit t_0 ergibt sich daraus durch Integration über die Entstehungszeitpunkte.

$$\text{III)} \quad n(t_0) = \int_0^{t_0} \bar{A}\lambda e^{-\lambda t} e^{-\gamma(t_0-t)} dt = \bar{A} \frac{\lambda}{\lambda-\gamma} (e^{-\gamma t_0} - e^{-\lambda t_0})$$

Liegt ein elektrisches Feld an, so bleiben die ungeladenen metastabilen Atome unbeeinflusst, es wirkt erst auf die bei ihrer Auflösung freigesetzten Elektronen. Entsteht ein Elektron zur Zeit t am Ort ξ , so nimmt es unter dem Einfluß des Klärfeldes eine Driftgeschwindigkeit v an und befindet sich zum Beobachtungszeitpunkt t_0 am Ort y .

$$t_0 - t = \Gamma = (y - \xi)/v = \text{Laufzeit des Elektrons zwischen Beobachtungs- und Entstehungsort}$$

Integriert man nun II) statt über die Entstehungszeiten t über die Laufzeiten Γ und ersetzt dabei t durch $t_0 - \Gamma$, so erhält man die von der Zeit t_0 abhängige Verteilung $f(y)$ der metastabil erzeugten Elektronen im Kammerspalt.

Die obere Integrationsgrenze y/v ergibt sich aus der Tatsache, daß ξ keine Werte kleiner als Null annehmen kann. Für $y \geq vt_0$ bleibt die

Verteilung ortsunabhängig, da in diesen Bereich ebenso viele Elektronen hineindriften wie abgesogen werden.

Strecke b = Spaltbreite

Strecke d = Funkenentwicklungsstrecke

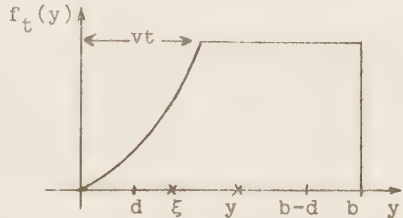
Strecke $|b-d|$ = wirksame Spaltbreite

ξ = Elektronenentstehungsort

y = Beobachtungsort

$f_t(y)$ = Verteilung

vt_0 = die von einem zur Zeit $t = 0$ entstandenen freien Elektron zurückgelegte Strecke



$$f_{t_0}(y) = A \lambda e^{-\lambda t_0} \int_0^{\frac{y}{v}} e^{\Gamma(\lambda - \gamma)} d\gamma$$

$$A \frac{\lambda}{\lambda - \gamma} e^{-\lambda t_0} (e^{\frac{\gamma}{v} (\lambda - \gamma)} - 1) \quad \text{für } 0 \leq y \leq vt$$

=

$$A \frac{\lambda}{\lambda - \gamma} e^{-\lambda t_0} (e^{t_0(\lambda - \gamma)} - 1) = \text{const}_\gamma \quad \text{für } y \geq vt$$

Die Gesamtzahl der metastabil erzeugten und bis zum Zeitpunkt t_0 in der wirksamen Spaltbreite verbleibenden freien Elektronen n_{t_0} erhält man durch Integration von $f_{t_0}(y)$ über y . Je nach gegenseitiger Richtung von Hochspannungsimpuls und Klärfeld variieren die Integrationsgrenzen.

Mit $t_0 = t$ gesetzt gilt:

Klärfeld und HV-Impuls parallel:
$$n_t = \int_0^{b-d} f_t(y) dy$$

IV)

Klärfeld und HV-Impuls antiparallel:
$$n_t = \int_d^b f_t(y) dy$$

Der Entstehungszeitpunkt der Penningelektronen wird durch die Beimengung zum Edelgas bestimmt. Auf die ungeladenen metastabilen Atome bleibt das Klärfeld ohne Einfluß. In sehr reinem Gas können die sofort erzeugten Elektronen durch ein starkes Klärfeld abgesogen und die Penningelektronen bei antiparallelem Klärfeld nach der Zeit $t = b/v$ völlig isoliert nachgewiesen werden. Aus IV) folgt dann für $t > b/v$ bei antiparallelem Klärfeld für die beobachtete Anzahl der Penningelektronen

$$V) \quad X_-(t) = e^{-\lambda t} \frac{\lambda}{\lambda - \gamma} A \left(\frac{v}{\lambda - \gamma} \left(e^{\frac{\lambda - \gamma}{v} b} - e^{\frac{\lambda - \gamma}{v} d} \right) - (b - d) \right) = \text{konst.} \cdot e^{-\lambda t}$$

Durch Variation der Zeit erhält man daraus die metastabile Abkling- oder Zerfallskonstante λ .

Außerdem läßt sich nach V) auch die Anzahl der beim Teilchendurchgang metastabil angeregten Atome bestimmen, wenn v, d , und γ bekannt sind. Die Elektronendriftgeschwindigkeit v und die Funkenentwickelungsstrecke d werden nach der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Methode ermittelt. Die Elektronenanlagerungskonstante kann aus der gemessenen Verunreinigung in Verbindung mit Literaturwerten, oder auch aus einer bei den Meßergebnissen diskutierten Kurve abgeschätzt werden.

4. Beschreibung der Meßanordnung

4.1. Funkenkammeranlage

Die Eigenschaften der Gase wurden in einer optischen Funkenkammer, wie sie Bild 2 in der Einleitung zeigt untersucht. In der vorliegenden Arbeit besteht die Funkenkammer aus einer Anordnung von 4 Kammerspalten in einem vakuumdichten Gehäuse. Jeder Kammerspalt wird durch 2 parallele Platten gebildet. Eine Platte besteht aus einem 1 cm starken mit Aluminiumfolie von 0,02 mm bespannten Rahmen. Die Plattenabstände betragen 1 cm, bzw. 1,2 cm, die wirksame Oberfläche $90 \times 90 \text{ cm}^2$. Die Kammerspalte können einzeln oder bis zu 4 gleichzeitig an einen Hochspannungsimpuls angeschlossen werden.

Bild 3 zeigt das Schema des Experimentaufbaus. Ober- und unterhalb der Kammer befindet sich je ein Scintillationszähler. Höhenstrahlen, die beide Zähler passiert haben, geben über die Anordnung Diskriminator, Koinzidenzkreis, Tor und Verzögerungszeitgenerator ein Signal, welches einen Hochspannungsimpuls auslöst, der an die Kammer angelegt wird. Mit dem Verzögerungszeitgenerator kann über die minimale Verzögerung hinaus, eine beliebige Verzögerungszeit gewählt werden. Ein Totzeitgenerator sperrt das Tor während der Totzeit der Kammer und verhindert in dieser Zeit nach einem Funkendurchbruch die Weitergabe eines Signals aus den Zählern.

Bild 4 zeigt die Schaltung für die gesamte Spannungsversorgung der Kammer. Durch die Entladung einer Verzögerungsleitung wird ein Rechteck-Impuls frei wählbarer Länge erzeugt. Die Impulshöhe wird durch die Ladespannung, die Impulsdauer durch Zuschalten oder Abklemmen von Kondensatoren variiert. Das Klärfeld zum Absaugen von Ladungsträgern liegt ständig an der Kammer.

Bild 5 zeigt die Schaltskizze der Auslese an einem Kammerspalt. Funkendurchbrüche werden über einen Ferritkern abgegriffen und ihre Anzahl mit einem Scaler registriert. Der Ferritkern befindet sich auf einer der beiden Zuführungen zu den Elektroden. Nur im

FUNKENKAMMERANLAGE

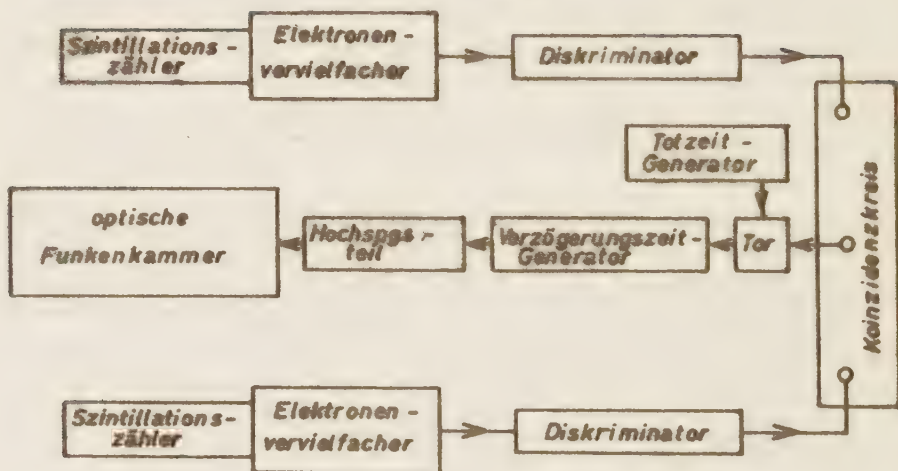


Bild 3

Schaltskizze der Auslese

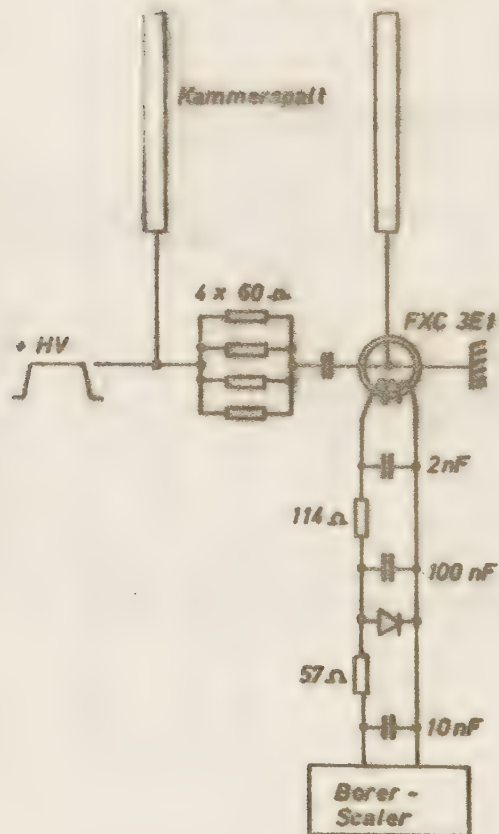


Bild 5

Fall eines Funken durchbruchs fließt ein für die Auslösung eines Signals ausreichender Strom. Auf die gleiche Weise ist auch jeden Zünden der Funkenstrecke ermittelt. Aus dem Verhältnis der so registrierten Zahlen errechnet sich die Ansprechwahrscheinlichkeit. Diese Art der Auslese gestattet es, im Gegensatz zur optischen, die Messungen bei vertretbarem Aufwand mit nur einem Kammer spalt durchzuführen und damit störende elektrische Kopplungen zu vermeiden; außerdem wird der Meßbereich auf sehr kleine Ansprechwahrscheinlichkeiten erweitert. Nachteile sind, daß nicht zwischen Einzel- oder Mehrfachdurchgängen, Auslösesignalen ohne Teilchendurchgang und Zufallsfunken unterschieden werden kann. Um dennoch zuverlässige Ergebnisse zu erhalten sind verschiedene Kontrollen notwendig.

4.2. Hilfsmittel zur Kontrolle

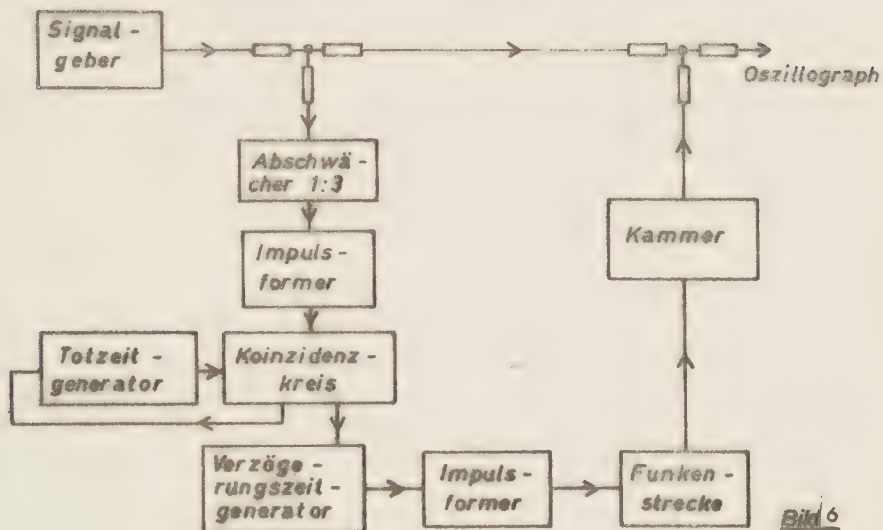
Das Meßverfahren beruht auf dem Nachweis von Elektronen, die zu einem definierten Zeitpunkt, nämlich den eines registrierten Teilchendurchgangs, freigesetzt werden. Diese Elektronen führen beim Anlegen der Hochspannung zu den "ordentlichen Funken". Elektronen, die einen anderen Ursprung haben und deren Verhalten im Kammer spalt daher nicht verfolgt werden kann, geben Anlaß für "Zufallsfunken". Nicht störend sind wegen der Beschränkung der Fragestellung nach mindestens einem freien Elektron alle Zufallsfunken, die mit einem ordentlichen Funken, etwa durch Photoeffekt, korreliert sind. Störende Zufallsfunken treten demnach in den Fällen auf, in denen sich während der Wirkung des Hochspannungsimpulses nur freie Elektronen im Kammer spalt befinden, die nicht von einem ausgewählten Teilchen erzeugt wurden. Störende Zufallsfunken entstehen auf Grund folgender Ursachen:

1. Teilchen, welche die Kammer im Zeitraum ihres Erinnerungsvermögens passieren, ohne daß sie das Signal zum Anlegen des Hochspannungsimpulses ausgelöst haben, setzen unkontrolliert Elektronen frei. Das Erinnerungsvermögen der Kammer hängt von der angelegten Klärfeldstärke ab und beträgt bei 100/760 Volt/cm Torr und 1 cm Spaltbreite etwa $3 \cdot 10^{-6}$ sec. Bei der wirksamen Kammer-

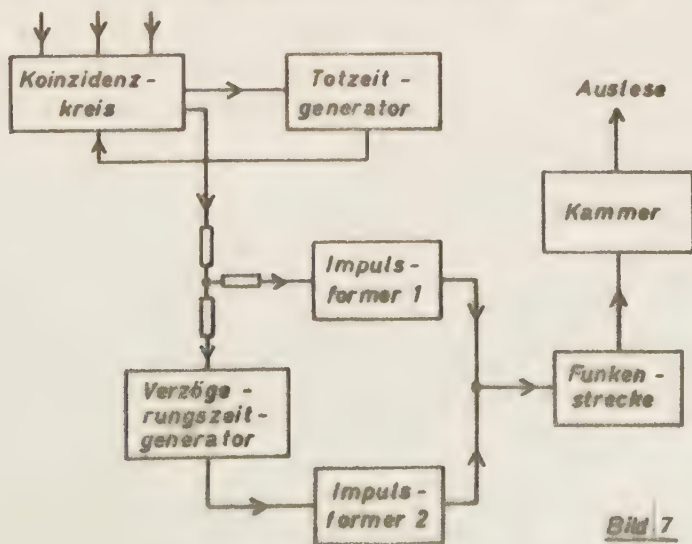
oberfläche von weniger als 10^4 cm^2 ist der Teilchenfluß durch die Kammer kleiner als 200 sec^{-1} . Wegen der kurzen Erinnerungszeit errechnet sich daraus ein Anteil störender Funken von weniger als 0,1 %.

2. Metastabile Atome, die bei Teilchendurchgängen angeregt werden und durch Penningionisation Elektronen freisetzen, verlängern in reinem Gas zwar die Erinnerungszeit um ein Mehrfaches, die Ansprechwahrscheinlichkeit sinkt aber so schnell auf kleine Werte, so daß auch die hierdurch verursachte Störung unter 0,1 % liegt.
3. Negative Ionen geben zeitweise das angelagerte Elektron ab und könnten somit zu störenden Funkenbildungen führen; da aber elektronegative Gase nur in Spuren als Verunreinigung im Füllgas auftraten, kann auch ihr Einfluß vernachlässigt werden.
4. Positive Ionen können durch Photoeffekt Elektronen freisetzen. Sie werden bei einem Teilchendurchgang oder in großer Zahl bei einem Funkendurchbruch erzeugt. Sie werden durch ein Klärfeld von 100/760 Volt/cm Torr im allgemeinen in einigen msec aus einem 1 cm breiten Spalt abgesogen; infolge Abschirmung durch Raumladungseffekte im Funkenkanal kann sich diese Zeit je nach Versuchsbedingungen jedoch auf einige 10 msec verlängern. Erreichen die Ionen die Elektroden, so werden nicht alle sofort neutralisiert, ein Teil von ihnen wird auf Öl-, Oxyd- oder anderen Schutzschichten angelagert und kann noch nach einigen 100 msec Elektronen freisetzen. Da nur ein geringer Teil der positiven Ionen zu freien Elektronen führt, können die beim Teilchendurchgang entstandenen vernachlässigt werden, kritisch jedoch für das Einstellen der Totzeit sind die Ionen aus dem Funkenkanal. Um die Dauer der Totzeit vernünftig wählen zu können, wurde die Wahrscheinlichkeit für das durch sie verursachte Nachfeuern gemessen. Die verwendete Schaltung zeigt Bild 7.

Schaltkarte zur Messung der Verzögerungszeit



Schaltkarte zur Messung der Wahrscheinlichkeit des Nachfeuerns



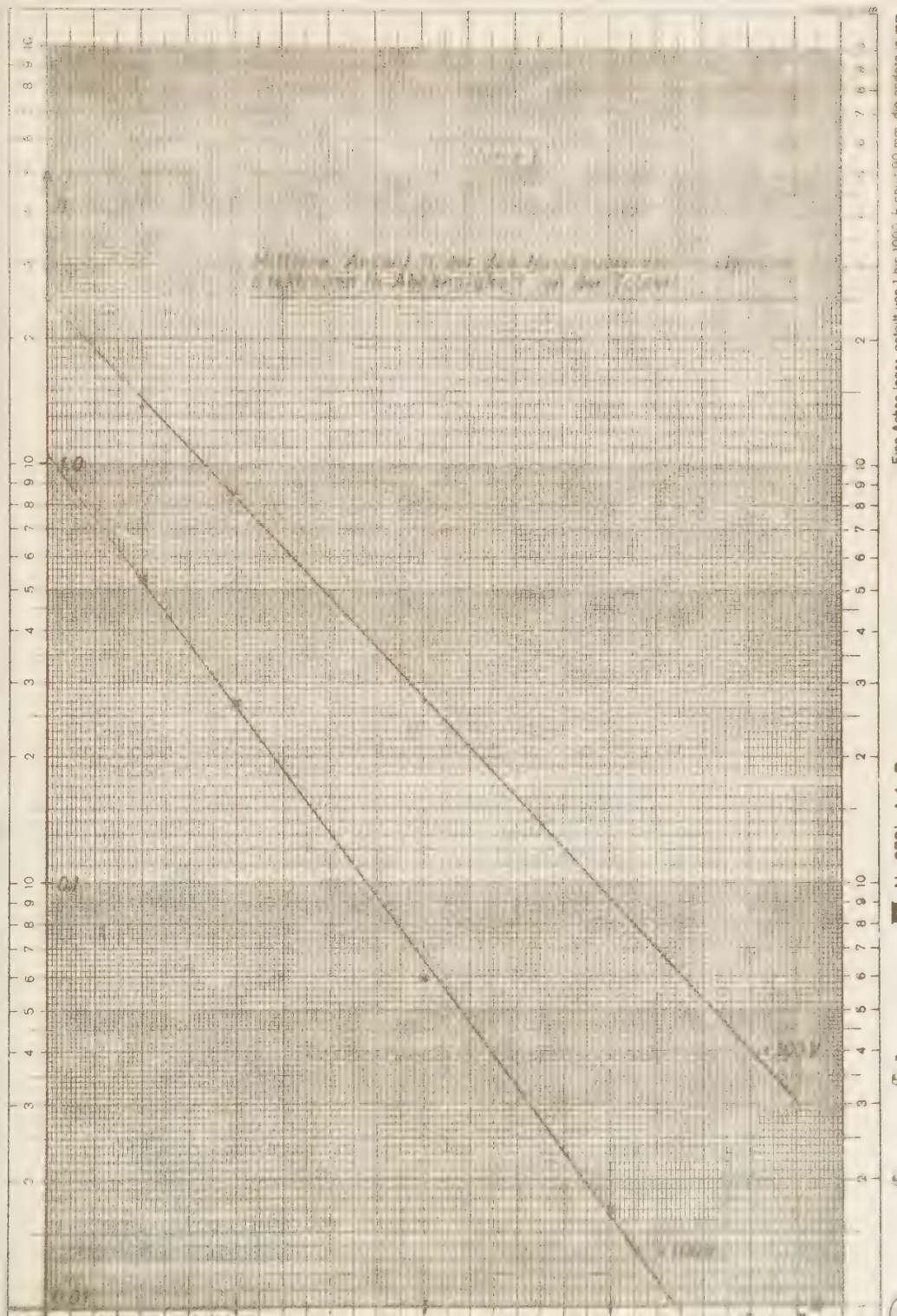
Nach einem Funkendurchbruch wird der Hochspannungsimpuls erneut an die Kammer angelegt und die Wahrscheinlichkeit des Nachfeuerns in Abhängigkeit von der eingestellten Totzeit bestimmt. Daraus erhält man über die Poissonverteilung die mittlere Anzahl an freien Elektronen, die zu einem derartigen Zufallsfunken führen. Das Ergebnis dieser Kontrollmessung ist in Kurve 1 dargestellt. Die Totzeit wurde daraufhin mit 500 msec bei positivem und mit 300 msec bei negativem Klärfeld gewählt.

Zwischen Einfach- und Mehrfachteilchendurchgängen und den von ihnen ausgelösten δ -Elektronen konnte durch Anschließen sämtlicher 4 Kammerspalte und Beobachten der Teilchenbahnen bei maximaler Ansprechwahrscheinlichkeit unterschieden werden. Der Anteil von mehreren die Kammer simultan durchsetzenden Teilchen wurde ermittelt und später bei der Auswertung der Ergebnisse berücksichtigt.

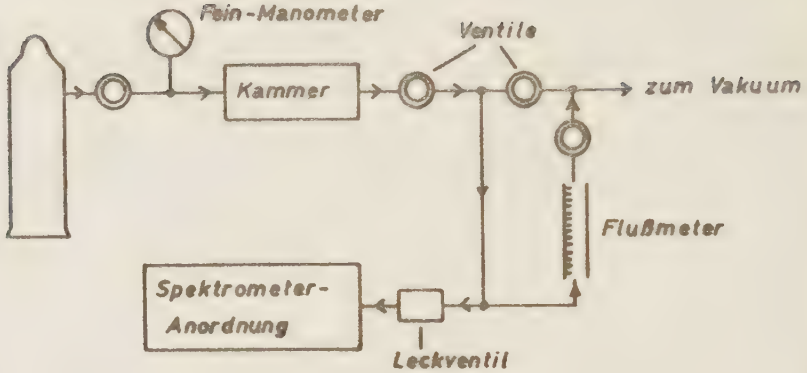
Bild 6 zeigt die Schaltskizze zur Kontrolle der eingestellten Verzögerungszeit mit einem geeichten Oszillographen. Sämtliche in Kabelverbindungen und Schaltelementen auftretenden Verzögerungen werden damit erfaßt. Die Zeit vom Lichtimpuls bis zum Signal aus der Elektronenvervielfacherröhre, die sich im Experiment anstelle des Signalgebers befindet, wird vom Hersteller mit 40 nsec angegeben. Die minimal erreichbare Verzögerungszeit von 0,120 usec konnte über einen Verzögerungszeitgenerator beliebig verlängert werden. Die Verzögerungszeit wurde auf ± 10 nsec eingestellt.

4.3. Gassystem

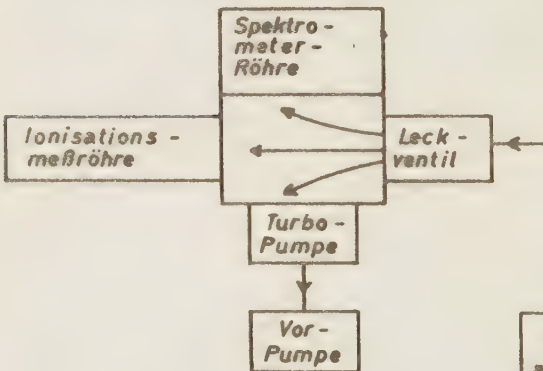
Bild 8 zeigt das Gassystem zusammen mit der Spektrometeranordnung zur Kontrolle der Gaszusammensetzung. In der vakuumfesten Kammer konnte in weitem Bereich jeder beliebige Druck eingestellt werden. Der Druck wurde mit einem Präzisionsmanometer abgelesen, dessen absolute Anzeige auf ± 2 Torr zuvor mit einem Quecksilbermanometer kontrolliert worden war. Das Gas wurde möglichst dicht an der Einlaßöffnung des Leckventils vorbeigeleitet, um einen schnellen Gasaustausch im Totraum des Ventils zu gewährleisten.



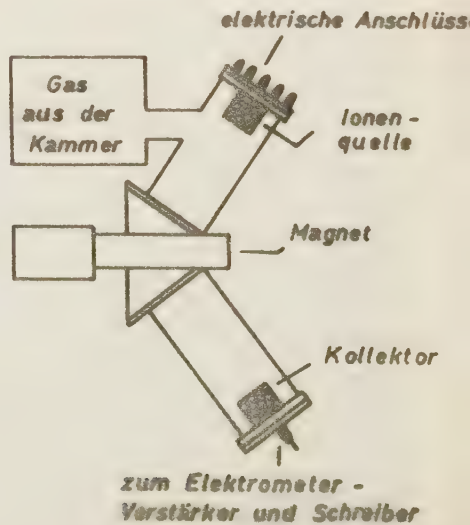
GAS-SYSTEM



Spektrometer - Anordnung



Spektrometer-Röhre



Das Massenspektrometer der Firma Veeco diente dazu, die Konzentration der Verunreinigungen und Beimengungen zu messen. In einer Ionenquelle werden positive Ionen einer bestimmten Art proportional zur Anzahl der Atome im Gas durch Elektronenstoß erzeugt. Die Ionen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt und entsprechend ihrem Ladungs- zu Massenverhältnis $\frac{e}{m}$ in einem Magnetfeld abgelenkt. Bei einer eingestellten Beschleunigungsspannung erreichen nur Ionen mit einem bestimmten $\frac{e}{m}$ - Verhältnis den Kollektor. Der Ionenstrom wird über einen Elektrometerverstärker und einen Schreiber proportional zu seiner Stärke aufgezeichnet. Die Beschleunigungsspannung wird automatisch kontinuierlich verändert und dabei das Massenspektrum des Gases vom Schreiber registriert. Für einfach geladene Ionen wird ein Massenbereich von 2 bis 90 erfaßt. Die Anzeige ist im Bereich von 10^{-10} Torr bis 10^{-5} Torr linear, d.h. proportional zum Partialdruck. Die Konzentration einer bestimmten Beimengung wurde aus dem Verhältnis der Höhe der zugehörigen Linie zur Höhe der Heliumlinie bestimmt; dadurch ist das Ergebnis unabhängig von der momentanen Empfindlichkeit des Spektrometers. Die Ionisierungswahrscheinlichkeit durch Elektronen mit einer kinetischen Energie von 150 eV ist unterschiedlich für verschiedene Gase. Die Anzeige wurde durch Tabellenwerte korrigiert. Für Stickstoff wurde die Übereinstimmung mit dem Tabellenwert nachgeprüft und daraus auch der Fehler der Meßwerte für die Konzentration bestimmt. Für Verunreinigungen größer als 100 ppm ist der relative Fehler kleiner als 3%.

Durch eine Turbo-Molekularpumpe der Firma Pfeiffer konnte im Spektrometer ein ölfreies Vakuum erzeugt werden. Für jeden Meßgang wurde zunächst das Restgas bei einem Enddruck von $5,0 \cdot 10^{-8}$ Torr im heißen, d.h. betriebsbereiten Spektrometer analysiert. Das Kammergas gelangte durch ein Leckventil der Firma Varian in die Spektrometerröhre. Der Durchfluß konnte mit diesem vorzüglichen Instrument sehr genau reguliert und ein konstanter Druck von $5,0 \cdot 10^{-5}$ Torr eingestellt werden. Von den im Kammergas gemessenen Konzentrationen wurden die Werte der Restgasanalyse subtrahiert.

5. Meßergebnisse

5.1. Mit sofort unabhängig freigesetzten Elektronen erhaltene Ergebnisse

Kurve 2 zeigt das Ergebnis einer Meßreihe, die Abhängigkeit der mittleren Elektronenzahlen X zum Zeitpunkt des Funkendurchtritts von der Verzögerungszeit bei konstanter Klärfeldstärke von 100 V/cm. Die Richtung des Klärfeldes wird dabei parallel zum Hochspannungsimpuls mit + und antiparallel mit - bezeichnet. Die Kurve wird durch Punkte bestimmt, welche sich aus der gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeit über die durch die Poissonverteilung gegebene Beziehung $X = \ln(1-AW)$ berechnen. Die Verzögerungszeit t wurde für jeden Meßpunkt eingestellt. Durch die Beimengung von 0,85% N_2 zu der aus Helium bestehenden Gasfüllung wurde, wie in 5.2.2. gezeigt werden wird, die Anzahl der metastabilen Atome in weniger als 0,05 μsec auf $\frac{1}{e}$ des ursprünglichen Wertes reduziert. Weitere aus der Kurve nicht ersichtliche Parameter sind:

Spaltbreite	$b = 1\text{cm}$
Temperatur	20°C
Druck	785 Torr
Höhe des HV-Impulses	6,9 kV
Dauer des HV-Impulses	0,1 μsec

Die Achsenabschnitte der beiden Geraden $X_+(t)$ und $X_-(t)$ sind durch eine lineare Mittelung errechnet. Der Fehler der einzelnen Meßpunkte ergibt sich aus der Bernoullischen Formel $\Delta p = \sqrt{\frac{p \cdot q}{n}}$ durch Einsetzen von $p \equiv AW = 1 - e^{-X}$ zu:

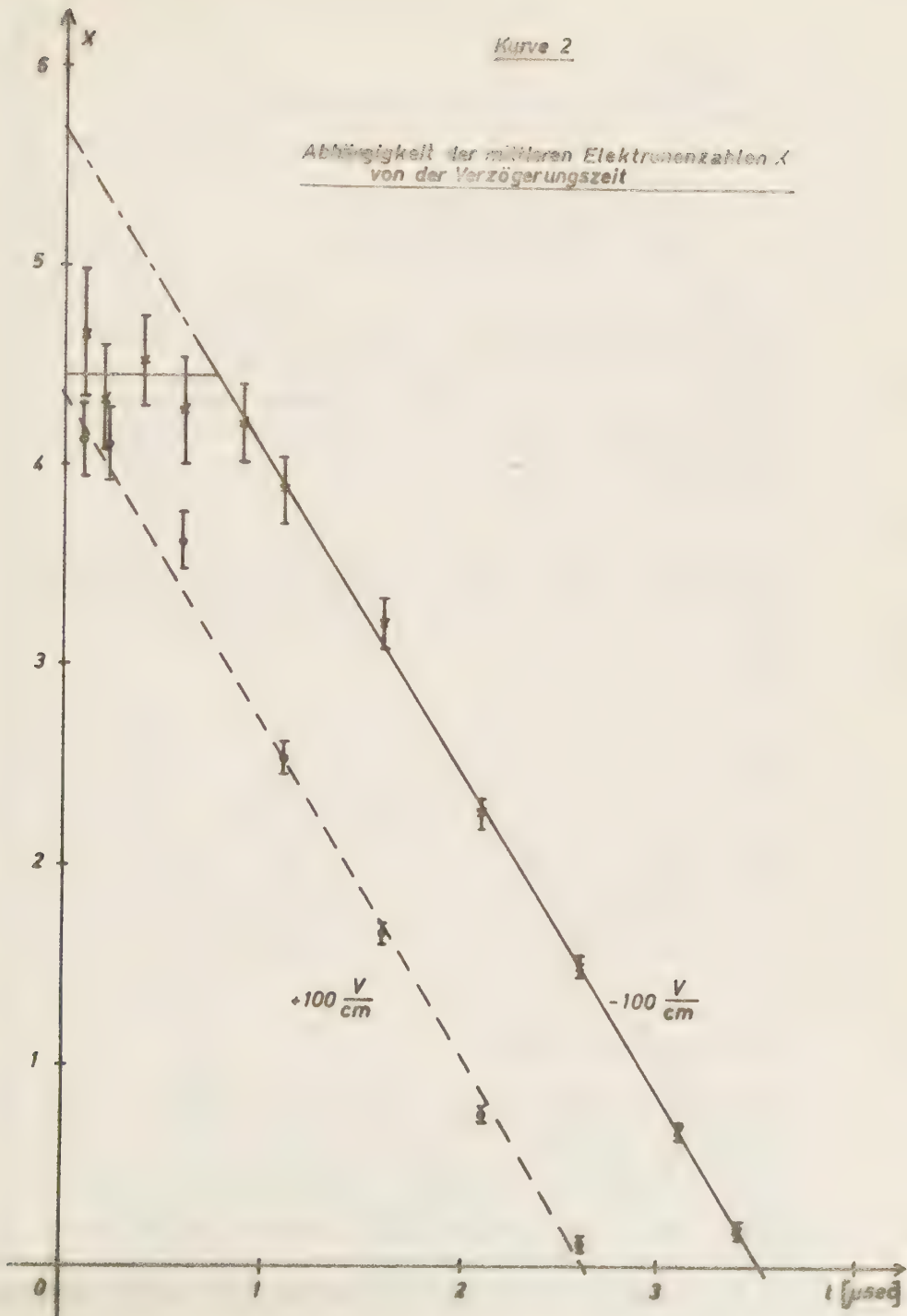
$$\Delta X = \sqrt{\frac{e^X - 1}{n}}; \quad n = \text{Anzahl der Versuche}$$

Nach der in 3.2.1. beschriebenen Methode ergibt sich aus den in Kurve 2 gezeigten Meßwerten:

Elektronendriftgeschwindigkeit	$v = (0,284 \pm 0,007) \cdot 10^6 \text{cm/sec}$
Funkenentwicklungsstrecke	$d = 0,259 \pm 0,015 \text{ cm}$

Kurve 2

Abhängigkeit der mittleren Elektronenzahlen $\bar{x}$ von der Verzögerungszeit



Anzahl der sofort unabhängig freigesetzten Elektronen

a) durch Extrapolation der Geraden $X_-(t)$ auf $X_-(t=0)$

$$N = 5,70 \pm 0,11$$

b) aus der Geraden für $X_+(t)$ $N = 5,82 \pm 0,12$

Die beiden Werte für N stimmen gut miteinander überein. Dies ist eine Folge der Parallelität der beiden Geraden; d.h. die Chance für die Funkenbildung durch ein freies Elektron innerhalb der wirksamen Strecke ist unabhängig von seinem Abstand von der positiven Hochspannungselektrode oder in anderen Worten, es gibt keine durch ihren Abstand von der Hochspannungselektrode definierten guten oder schlechten Elektronen, die Streuung in der Strecke bis zu den ersten Multiplikationen ist gering.

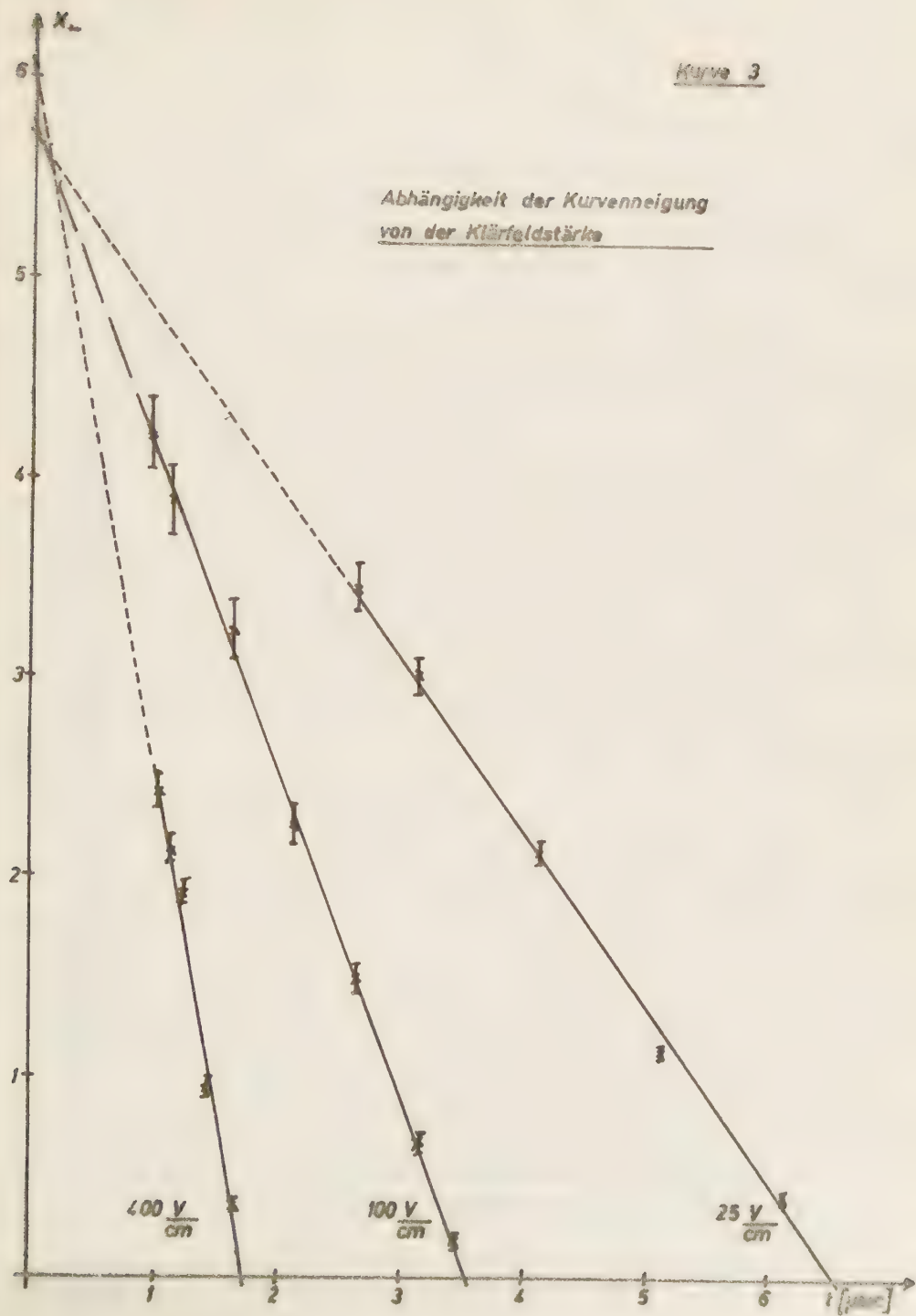
Während der beschriebenen Meßreihe betrug die Höhe des Hochspannungsimpulses 6,9 kV. Bereits eine geringfügige Änderung dieses Wertes um 0,1 kV bewirkt eine deutliche Parallelverschiebung der durch $X_+(t)$ bestimmten Strecke entsprechend der Änderung der Funkenentwicklungsstrecke.

Die Höhe des Hochspannungsimpulses beeinflußt die Länge der Funkenentwicklungsstrecke, jedoch nicht den Anteil der innerhalb der wirksamen Strecke zur Geltung kommenden Elektronen. Messungen bei verschiedenen großen Hochspannungsimpulsen, wobei die Höhe um 1 kV variiert wurde, führten immer zu gleichen, der bei hinreichend großen Verzögerungszeiten von d unabhängigen Geraden $X_-(t) = N(b - vt)$. Diese Beobachtung stützt die der Methode zugrunde liegende Annahme: jedes einzelne freie Elektron innerhalb der wirksamen Strecke führt zu einem Funken, denn, würde nur ein Teil der Elektronen wirksam werden, so sollte dieser Anteil von der Höhe des Hochspannungsimpulses abhängen.

Bei konstantem Druck wird die Steigung der Geraden nur durch das angelegte Klärfeld bestimmt. Kurve 3 zeigt die unter sonst gleichen Bedingungen wie oben aufgenommene Abhängigkeit der Abschnitte auf der Zeitachse von verschiedenen starken antiparallelen Klärfeldern. Bei einem Verhältnis der Klärfeldstärken von 16:4:1 verhalten sich die Zeitabschnitte umgekehrt wie die Wurzeln aus diesem Verhältnis, nämlich wie 1:2:4. Für N jedoch ergibt sich immer der gleiche Wert.

Kurve 3

Abhängigkeit der Kurvenneigung
von der Klärfeldstärke



5.1.1. Primärionisation

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, wie sich die Anzahl der sofort unabhängig freigesetzten Elektronen aus den Meßreihen ermittelt. Die sonst jeweils gleichen Meßreihen in Helium wurden bei verschiedenen Drucken durchgeführt, das Ergebnis zeigt Kurve 4.

Die unabhängige Ionisation wächst, wie zu erwarten, linear mit dem Druck, jedoch wird bei der Extrapolation auf Null noch eine Restionisation beobachtet. Es ist naheliegend, diese Restionisation auf Elektronen zurückzuführen, die aus den 2/100 mm starken Aluminiumfolien in das Gas gelangen und dort zur Funkenbildung beitragen. Gestützt wird die Erklärung der Restionisation durch PlattenElektronen noch durch das unterschiedliche Verhalten der Ansprechwahrscheinlichkeit je nachdem, ob die Teilchen durch die positive Hochspannungsebene in den Gasraum ein- oder aus ihm austraten. Die beobachtete Elektronenzahl war ausnahmslos kleiner, wenn die Funkenentwicklungsstrecke bei der Elektrode lag, durch welche die Teilchen in den Gasraum gelangten. Dies wurde sowohl bei verschiedenen entgegengesetzt gepolten Kammerspalten als auch bei jedem einzelnen dieser Spalte mit jeweils entgegengesetzter Polung beobachtet.

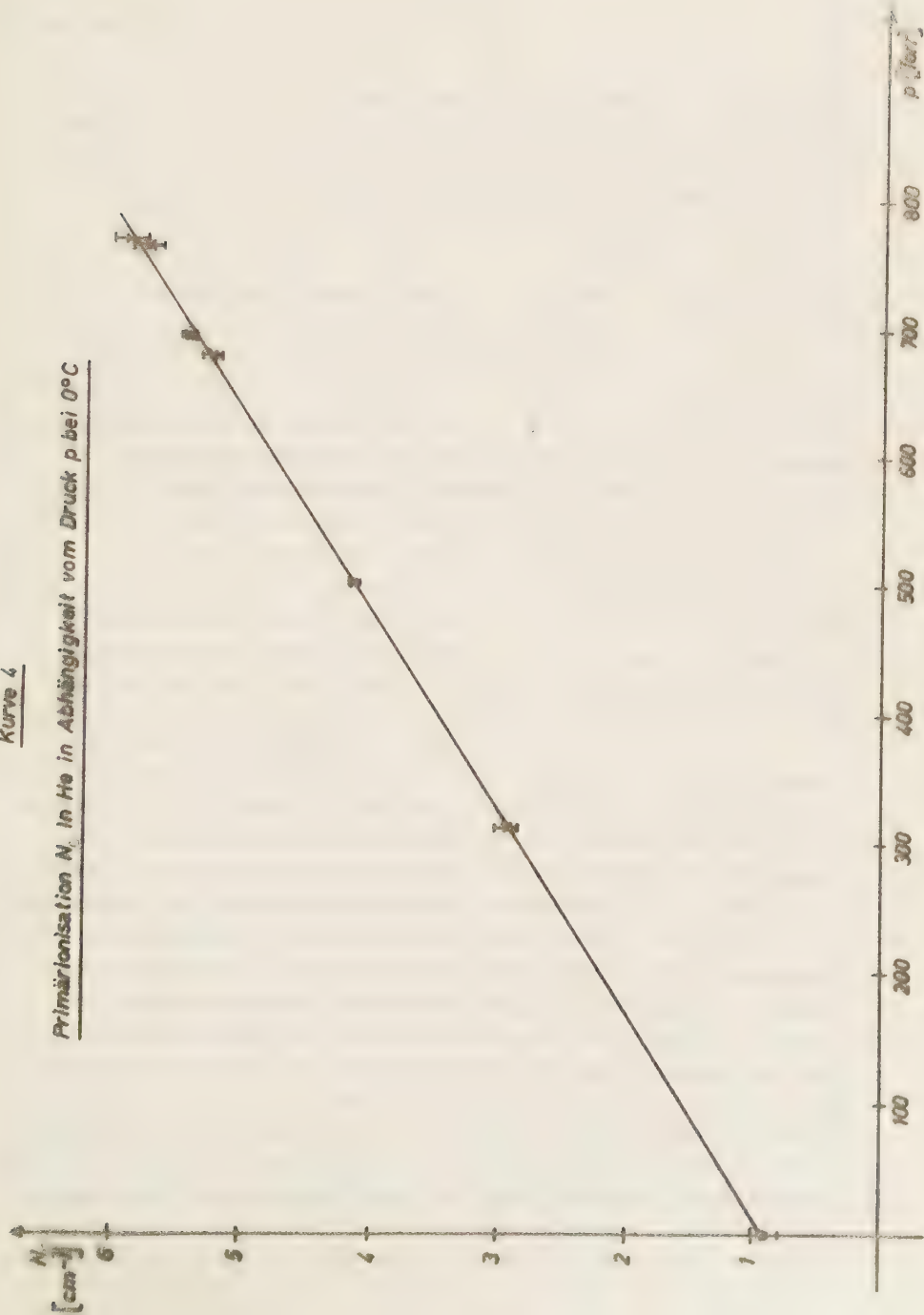
Kurve 4 zeigt die unmittelbar aus den Meßreihen ermittelte Anzahl N , das bedeutet, die vom Gasdruck abhängige Ionisation je Auslösesignal. Je Auslösesignal können jedoch mehrere Teilchen die Kammer simultan durchsetzen, und diese Fälle müssen, um die Ionisation je Teilchendurchgang zu erhalten, berücksichtigt werden.

Um den Anteil der Mehrfachdurchgänge zu bestimmen, wurden sämtliche 4 Kammerspalte elektrisch angeschlossen, die Funkendurchbrüche bei optimaler Ansprechwahrscheinlichkeit beobachtet und die Verteilung der Mehrfachdurchbrüche ausgezählt.

Aus 1000 Auslösesignalen wurden 884 Einzelteilchen beobachtet. Daraus errechnet sich ein Korrekturfaktor $f = 0,87 \pm 0,02$, mit dem die Ionisation je Auslösesignal multipliziert werden muß, um die Ionisation je Teilchendurchgang zu erhalten.

Kurve 4

Primärlonisation N_0 in He in Abhängigkeit vom Druck p bei 0°C



In Helium wurden unter Normalbedingungen folgende Werte gefunden:

Unabhängige Ionisation je Auslösesignal $5,85 \pm 0,15 \text{ cm}^{-1}$

Unabhängige Ionisation je Teilchendurchgang $5,14 \pm 0,17 \text{ cm}^{-1}$

Plattenelektronen bei 1 cm Spaltbreite
und 2/100 mm starker Aluminiumfolie $0,78 \pm 0,15$
je Teilchendurchgang

Daraus errechnet sich die in Helium erzeugte Primärionisation zu

$$i_p = 4,36 \pm 0,17 \text{ cm}^{-1}$$

In einer Mischung aus 30% He + 70% Ne wurde unter Normalbedingungen für die Ionisation je Teilchendurchgang der Wert $10,3 \pm 0,3 \text{ cm}^{-1}$ ermittelt, daraus errechnet sich die Ionisation in Ne zu $12,4 \pm 0,5 \text{ cm}^{-1}$. Die Anzahl der Plattenelektronen wurde hierfür nicht gemessen und nicht berücksichtigt.

Ein Vergleich der Meßwerte mit Werten aus der Literatur ist problematisch. Es gibt nur wenige, meist weit zurückliegende Ergebnisse, und aus den Beschreibungen geht nicht hervor, ob und welche Elektronenkomponenten berücksichtigt werden.

Cosyns ¹¹⁾ beobachtete die von Höhenstrahlungsteilchen erzeugte Primärionisation mit einer vergleichbaren Technik. Er bestimmte ihren Wert in Helium aus der Ansprechwahrscheinlichkeit von Geiger-Müller-Zählrohren. Ein Hinweis auf die Berücksichtigung von Mehrfachdurchgängen und Plattenelektronen ist in seinem Bericht nicht enthalten, daher ist anzunehmen, daß der von ihm gemessene Wert $5,96 \text{ cm}^{-1}$ ohne Fehlerangabe mit dem hier gemessenen Wert der unabhängigen Ionisation je Auslösesignal $5,85 \pm 0,15 \text{ cm}^{-1}$ verglichen werden muß. Die Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenze überein.

Hazen ¹²⁾ bestimmte den Wert der Primärionisation aus 25 Nebelkammerspuren zu $6,5 \pm 0,1 \text{ cm}^{-1}$. Eine mögliche Erklärung für diesen vergleichsweise großen Wert ist, daß Sekundärelektronen als Primärelektronen gezählt wurden.

5.1.2. Elektronendriftgeschwindigkeit

Die Elektronendriftgeschwindigkeit ist definiert als die gerichtete Geschwindigkeit, die ein freies Elektron unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes annimmt. Sie darf nicht verwechselt werden mit der um Größenordnungen höheren ungerichteten Geschwindigkeit und ist am besten zu beschreiben als Diffusion in eine bestimmte Richtung unter dem "Druck" eines elektrischen Feldes. Die ungerichtete Elektronengeschwindigkeit wächst im Verlauf zahlreicher Stöße weit über die mittlere thermische Geschwindigkeit an und zwar um so mehr, je geringer die Energieabgabe β der Elektronen beim Stoß mit dem umgebenden Gas ist. Nach jedem Stoß kann dabei von einer gerichteten Anfangsgeschwindigkeit abgesehen werden. Ein elektrisches Feld der Stärke E erteilt jedoch den freien Elektronen in der Zeit zwischen zwei Zusammenstößen, in der die mittlere freie Elektronenweglänge l durchlaufen wird, eine gerichtete Geschwindigkeitskomponente.

Für den Fall, daß l unabhängig von der Elektronenenergie ist, wurde in der Diplomarbeit ²⁾ die folgende Beziehung für die Elektronendriftgeschwindigkeit abgeleitet:

$$\text{VI) } v = \sqrt{\frac{\beta u^2}{2}} \sqrt{\frac{1}{\beta} \left(\frac{eEl}{mu^2} \right)^2 + 1} - 1 = \begin{cases} \frac{eEl}{2mu} & \text{für } \frac{eEl}{mu^2} \ll \sqrt{\beta} \\ \sqrt{\beta} \sqrt{\frac{eEl}{2m}} & \text{für } \frac{eEl}{mu^2} \gg \sqrt{\beta} \end{cases}$$

Dabei sind e die Ladung, m die Masse und u die thermische Geschwindigkeit des Elektrons. Die freie Elektronenweglänge $l = l_0/p$ ist umgekehrt proportional zum Druck p des Gases; der Parameter $\sqrt{eEl}$ kann durch $\sqrt{E/p}$ ersetzt werden. Wie man durch Bilden der Ableitung von VI) nach $\sqrt{E/p}$ erkennt, gilt eine lineare Abhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit für $\sqrt{E/p} \geq (mu^2/l_0)^{1/2} = 0,125$. Dies wird durch das Meßergebnis Kurve 5 bestätigt. In verschiedenen Meßreihen wurden die Klärfeldstärke zwischen 25 und 400 V/cm und der Gasdruck in der Kammer zwischen 300 und 800 Torr variiert. Die Raumtemperatur betrug 20°C. Die Elektronendriftgeschwindigkeit wurde in Helium mit einer Beimengung von 0,3 - 0,9% N_2 bzw. Argon gemessen. Argon wurde verwendet, um eine Erhöhung der Elektronen-

driftgeschwindigkeit, wie sie durch unelastische Stöße mit Molekülen auch bei niedrigen Elektronenenergien zu erwarten ist, zu vermeiden. Innerhalb der Fehlergrenzen konnte jedoch kein Unterschied im Einfluß der beiden Beimengungen auf die Elektronendriftgeschwindigkeit in Helium beobachtet werden. Stetliche Meßergebnisse sind daher in Kurve 5 zusammengefaßt.

In dem gemessenen Bereich $0,125 \leq \sqrt{E/p} \leq 0,75 \sqrt{\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}} \text{ Torr}^{-1}$ gilt:

$$v = \{(0,872 \pm 0,017)\sqrt{E/p} - (0,013 \pm 0,006)\} \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$$

Die Meßwerte stimmen mit den wohl besten Messungen der Elektronendriftgeschwindigkeit durch Crompton u.a.¹⁵⁾ überein.

Für $\sqrt{E/p} = 0,705$ bzw. $E/p = 0,5 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \text{ Torr}^{-1}$ wurden folgende Werte gemessen:

Hier mit der Funkenkammertechnik $v = 0,600 \cdot 10^6 \text{ cm/sec} \pm 3\%$

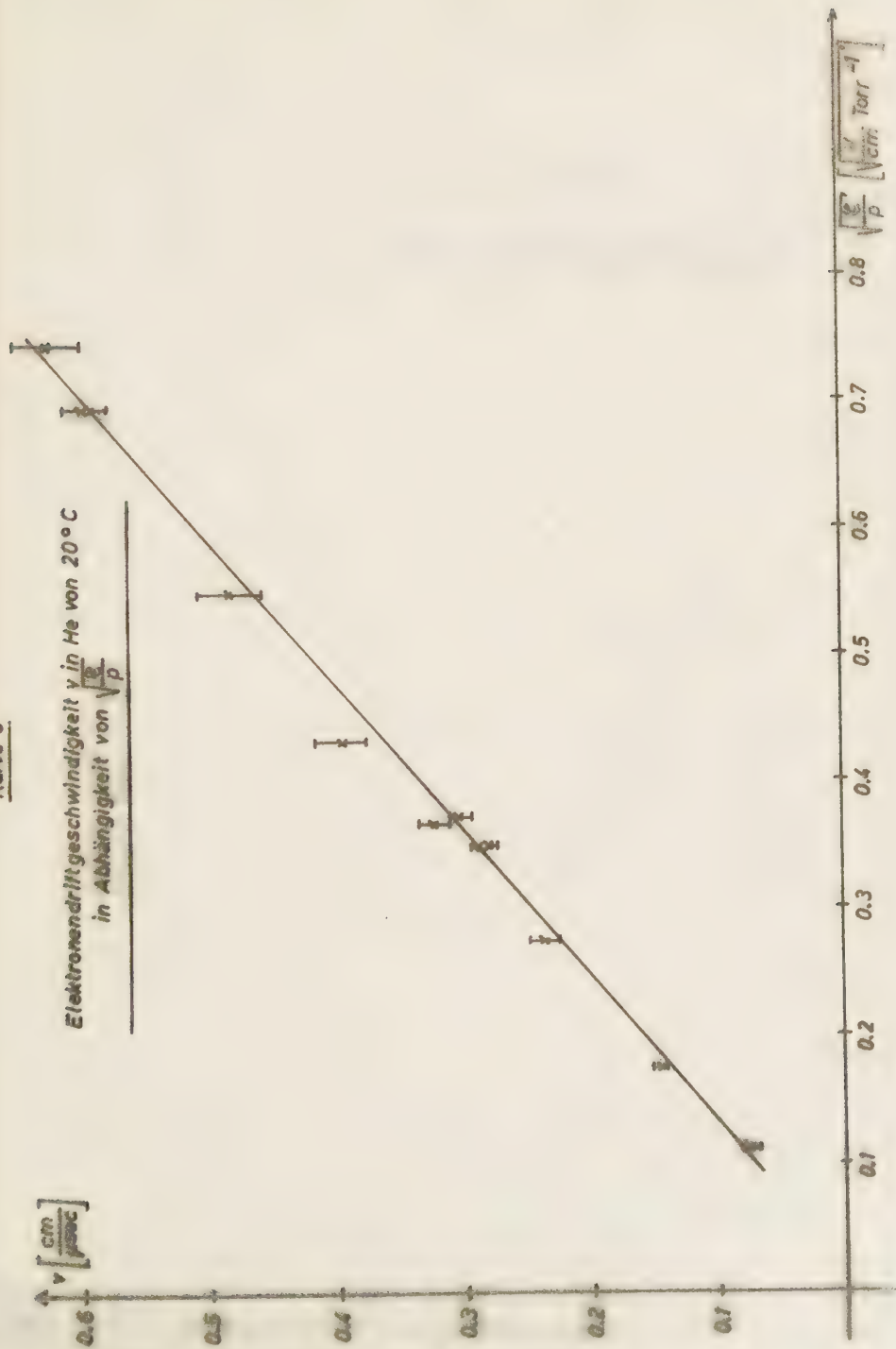
Durch Crompton u.a. mit der

"Shutter-Methode" nach Bradbury und Nielsen¹⁶⁾ $v = 0,597 \cdot 10^6 \text{ cm/sec} \pm 0,5\%$

Kurve 6 zeigt die Abhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit in Argon von der Klärfeldstärke. Die Messung wurde als Probenmessung ohne Umpolen des Hochspannungsimpulses bei 370 Torr und 20°C durchgeführt. Um die metastabilen Zustände zu einem raschen Abklingen zu bringen, wurden dem Gas etwa 1% Benzol beigemischt. Die Kurve wurde dem Verlauf der Meßpunkte ohne Rechnung angepaßt. Die auffällige Abhängigkeit der freien Weglänge bzw. des Wirkungsquerschnitts für Elektronenstoß von der Elektronenenergie in Argon ist seit den Messungen von Ramsauer¹⁷⁾ als Ramsauereffekt bekannt. Wegen der Beimengung kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß der Verlauf der Kurve durch Resonanzstellen der Energieabgabe beim Stoß der Elektronen mit den Benzolmolekülen bestimmt wird.

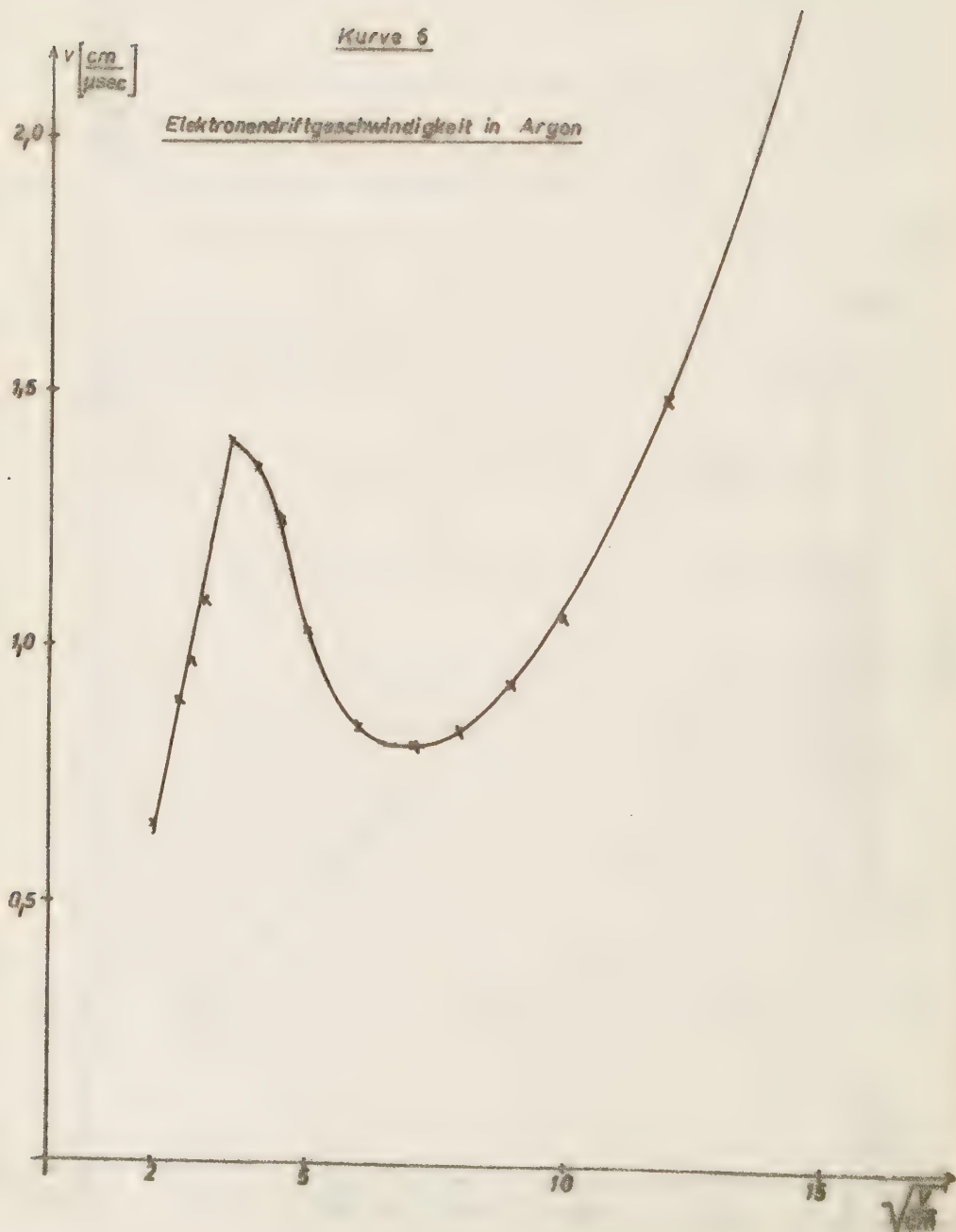
Kurve 5

Elektronen driftgeschwindigkeit v in He von 20°C
in Abhängigkeit von $\sqrt{\frac{E}{p}}$



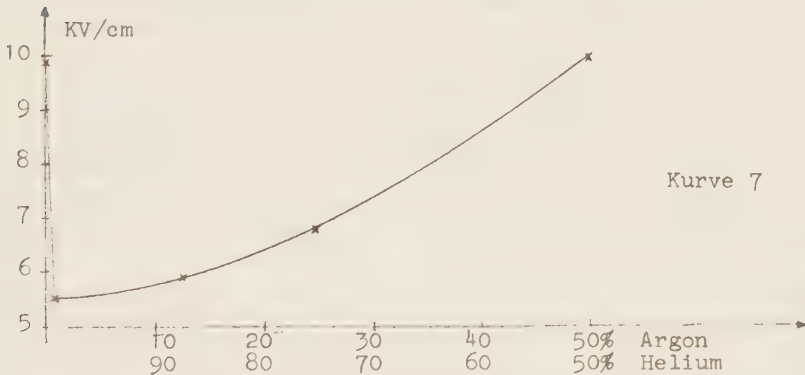
Kurve 6

Elektronendriftgeschwindigkeit in Argon



5.1.3. Funkenentwicklungsstrecke

Kurve 7 zeigt die Abhängigkeit der notwendigen Höhe des Hochspannungsimpulses vom Helium - Argon - Mischungsverhältnis, um eine Funkenentwicklungsstrecke von 0,3 cm zu erreichen. Der steile Anstieg für reines Helium ist auf das Fehlen des Penningeffekts zurückzuführen. Der Druck in der Kammer betrug 730 Torr.



Unter vorgegebenen Versuchsbedingungen kann die Funkenentwicklungsstrecke auf 1% genau oder besser bestimmt werden. Problematisch ist jedoch die Aussage über die Versuchsbedingungen. Mit dem Oszillographen läßt sich die Höhe des Hochspannungsimpulses bestenfalls auf 5% genau messen. Eine Unsicherheit von 5% kann aber zu einem Fehler von mehr als 50% in der Funkenentwicklungsstrecke führen. Auf eine genauere Messung des Hochspannungsimpulses wurde im Rahmen dieser Untersuchung verzichtet, da in Edelgasen nur relative mit Werten aus der Literatur nur bedingt vergleichbare Resultate erhalten werden können.

Infolge des Penningeffekts (2.1.) hängt die Funkenentwicklungsstrecke empfindlich von geringen Beimengungen ab. Ein für reines Edelgas gültiger Wert kann praktisch nur durch Extrapolation aus einer Reihe von Messungen mit verschiedenen Konzentrationen von Zusatzgasen erreicht werden. In den folgenden Abschnitten wird das Problem der Penningionisation näher untersucht.

5.2. Mit verzögert freigesetzten Elektronen erhaltene Ergebnisse

5.2.1. Quantitative Ergebnisse

Die wichtigsten Meßdaten und einige berechnete Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt. Dabei bedeuten: λ die metastabile Zerfallskonstante, A die beobachtete Anzahl metastabiler Atome je cm und Auslösesignal, A_O^* den auf Normalbedingungen umgerechneten Wert und a die Anzahl der Moleküle je cm^3 im Gas.

Tabelle

Gas	$\lambda \cdot 10^{-6}$ (sec^{-1})	$A(\text{cm}^{-1})$	Beimengung in ppm-Einheiten				$p(\text{Torr})$
			O_2	H_2O	N_2	Gesamt	
Helium	1,180	2,13	34	60	200	294	737
Helium	1,385	2,16	6	63	305	374	729
Helium	1,721	2,67	47	68	337	452	833
Henogal	0,877	6,86	40	130	440	610	740

Fortsetzung der Tabelle

Gas	$\lambda \cdot 10^{-6}$ (sec^{-1})	$A_O^*(\text{cm}^{-1})$	$a \cdot 10^{-16}$ (cm^{-3})	$d(\text{cm})$
Helium	1,180 $\pm$ 0,035	2,36 $\pm$ 0,17	0,718	0,63 $\pm$ 0,02
Helium	1,385 $\pm$ 0,041	2,46 $\pm$ 0,19	0,905	0,50 $\pm$ 0,02
Helium	1,721 $\pm$ 0,039	<u>2,62$\pm$0,18</u>	1,230	0,40 $\pm$ 0,03
	Mittelwert	2,5 $\pm$ 0,2		
Henogal	0,877 $\pm$ 0,019	7,35 $\pm$ 0,4	1,480	0,57 $\pm$ 0,03

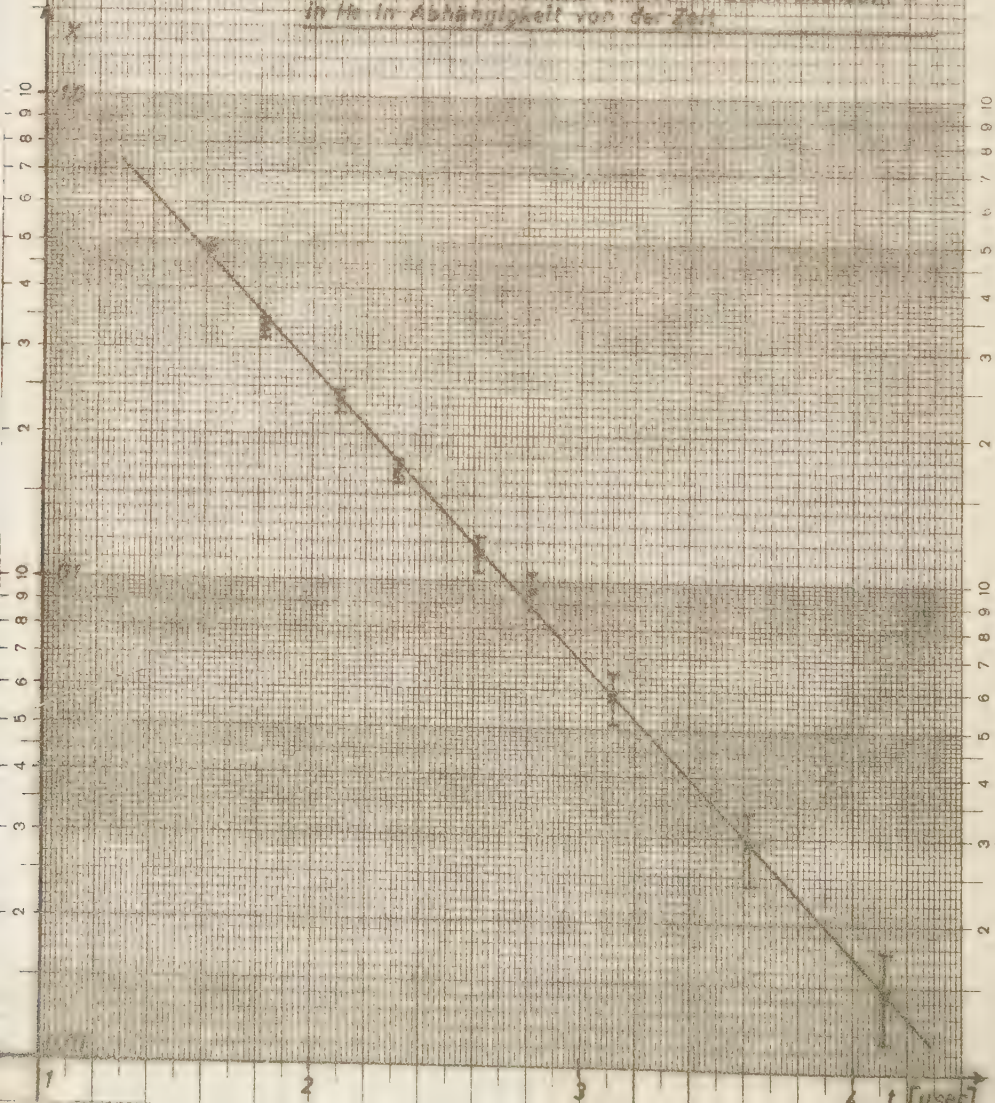
Aus der Anzahl A_O^* je Auslösesignal ergibt sich ebenso wie bei der Primärionisation die Anzahl A_O je Teilchendurchgang:

$$\begin{array}{ll} \text{In Helium} & A_O = 2,2 \pm 0,2 \quad A_O/N_O = 0,42 \\ \text{In Henogal} & A_O = 6,5 \pm 0,4 \quad A_O/N_O = 0,64 \end{array}$$

Die metastabile Zerfallskonstante wird nach 3.3. aus dem Abklingen der Ansprechwahrscheinlichkeit mit der Verzögerungszeit ermittelt, nachdem alle sofort freigesetzten Elektronen aus dem Kammerspalt abgesogen sind. Die Messungen der Elektronendriftgeschwindigkeit zeigen, daß dies bei der gewählten Klärfeldstärke von 400 V/cm in Helium nach 1,7 μsec der Fall ist; in Henogal beträgt dieser Wert 1,2 μsec , er wurde auf die gleiche Weise wie im Helium bestimmt. Die Konzentration der Beimengung, von der die Zerfallswahrscheinlichkeit der Metastabilen abhängt, wurde mit einem Massenspektrometer gemessen. Die Anzahl der beim Teilchendurchgang metastabil angeregten Atome errechnet sich aus der Formel V) in Abschnitt 3.3. Für die darin enthaltene, nicht gemessene Elektronenanlagerungskonstante wird ein im nächsten Abschnitt abgeschätzter Wert $\gamma = 0,16 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ verwendet.

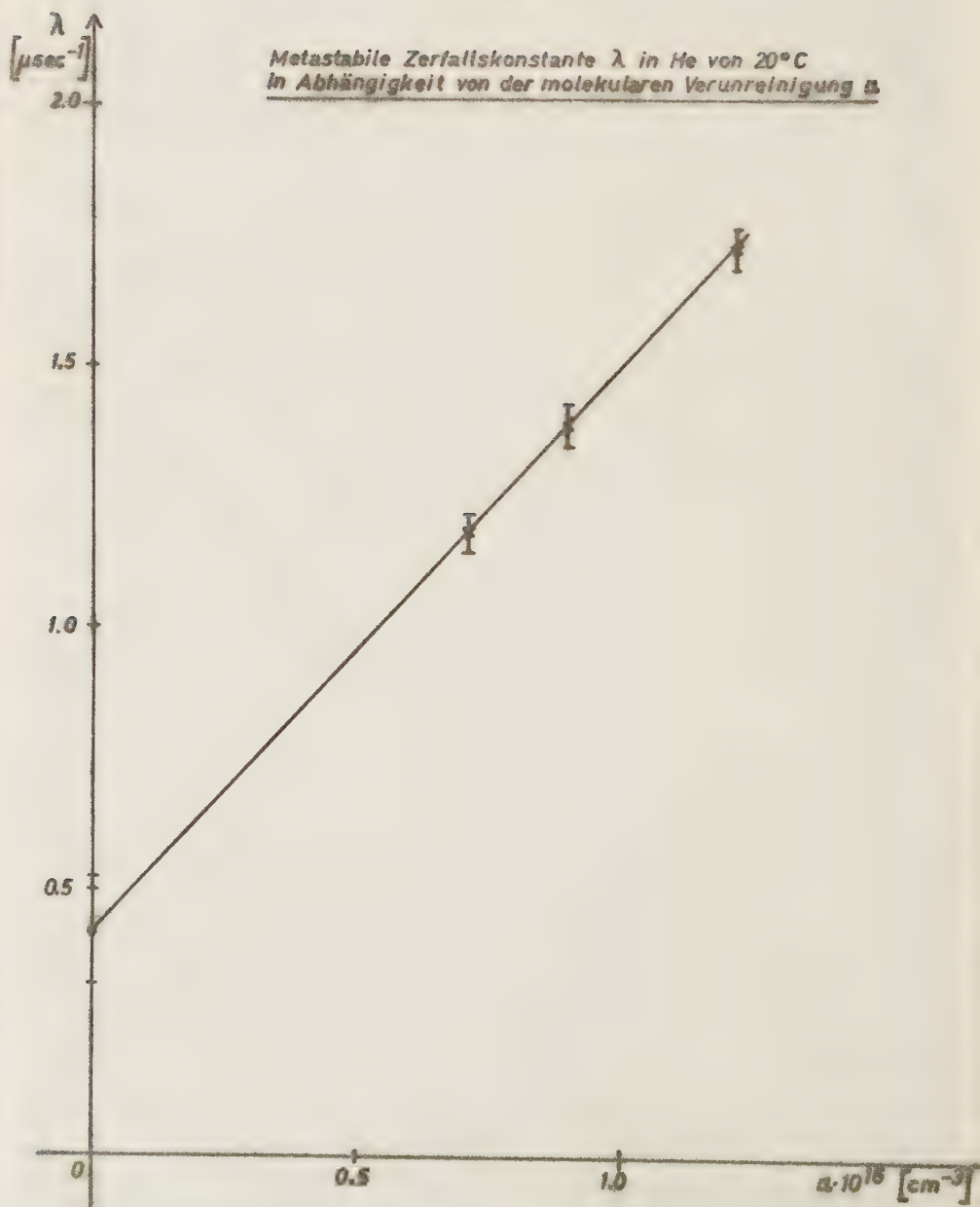
Die Kurven 8 und 9 zeigen die Ergebnisse je einer Meßreihe in Helium bzw. Henogal. Die Werte $X_-(t > b/v)$ sind logarithmisch gegen die Verzögerungszeit aufgetragen. Die Zerfallskonstante ermittelt sich aus der Steigung der Geraden. In Helium wurde die Konzentration der Beimengung variiert. Kurve 10 zeigt, wie erwartet, eine lineare Abhängigkeit der Zerfallskonstanten von der Anzahl a der Moleküle je cm^3 . Die Gerade geht jedoch nicht durch den Nullpunkt, es müssen daher zusätzlich noch von der Penningionisation verschiedene Prozesse angenommen werden, die zum Zerfall der Metastabilen führen.

Exponentieller Abfall der mittleren Elektronenzahl $\bar{X}$
in He in Abhängigkeit von der Zeit



Kurve 10

Metastabile Zerfallskonstante λ in He von 20°C
in Abhängigkeit von der molekularen Verunreinigung α



Nach Phelps²⁰⁾ wird das Abklingen durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = D \Delta A - Q n^2 A - q v_{\text{rel}} a A$$

Dabei ist D der Diffusionskoeffizient für metastabile Atome, er kann unter den gegebenen Versuchsbedingungen wie hoher Druck, große Spaltbreite, kurze Beobachtungszeit vernachlässigt werden; $Q n^2$ repräsentiert die Verlustrate durch Stöße eines metastabilen mit 2 neutralen Atomen; q ist der Wirkungsquerschnitt für Penningionisation, v_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen metastabilen Atomen und Molekülen der Beimengung.

Bei geringer Beimengung und konstantem Druck bzw. n^2 gilt daher die Beziehung

$$\lambda(a) = Q n^2 + q v_{\text{rel}} a = \lambda_0 + q v_{\text{rel}} a$$

Wie die Tabelle zeigt, besteht die Beimengung zu rund 4/5 aus Stickstoffmolekülen. Weder experimentell noch theoretisch ist etwas über große Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten mit molekularen Verunreinigungen bekannt, man kann daher annehmen, daß der durch λ und a bestimmte Wirkungsquerschnitt q im Helium im wesentlichen mit dem für Penningionisation an Stickstoffmolekülen übereinstimmt.



Durch He^m ist das metastabil angeregte Atom gekennzeichnet.

Aus den bei 20°C erhaltenen Meßergebnissen bestimmt sich der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion in Helium

$$q = \frac{\lambda(a) - \lambda_0}{a v_{\text{rel}}} = (7,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Der Wirkungsquerschnitt für die gleiche Reaktion wurde durch Benton u.a. ¹⁸⁾ zu

$$q = 6,4 \cdot 10^{-16} \pm 50\%$$

und von Colegrave und Franken ¹⁹⁾ zu

$$q = 10 \cdot 10^{-16}$$

bestimmt. Die Messungen der genannten Autoren wurden nach der Methode von Phelps ²⁰⁾ durchgeführt, d.h. die Konzentration an metastabilen Atomen, die einer gepulsten Entladung folgen, wird spektroskopisch und damit für metastabile Atome spezifisch nachgewiesen.

Der Wert von λ_0 bestimmt sich nach Phelps aus der Reaktion



Er wird durch geringe Beimengungen nicht beeinflusst, hängt jedoch quadratisch vom Druck des Edelgases ab. Die Abhängigkeit wurde von verschiedenen Autoren gemessen. Bei 300°K erhielten sie folgende Werte:

Phelps ²⁰⁾	$(0,26 \pm 0,03) \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2}$
Benton u.a. ¹⁸⁾	$(0,31 \pm 0,03) \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2}$
Kubota u.a. ²¹⁾	$1/0,3 \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_0(p^2) = \frac{p^{2,2 \pm 0,3}}{0,3}$

Nimmt man an, daß auch für das in der vorliegenden Untersuchung gemessene λ_0 eine quadratische Abhängigkeit vom Druck besteht, so folgt unter den gleichen Bedingungen wie oben

$$\lambda_0 \approx 0,7 \text{ sec}^{-1} \text{ Torr}^{-2}$$

5.2.2. Qualitative Betrachtungen

Kurve 11 wurde in Helium mit 0,0294 % Beimengung bei antiparallelem Klärfeld von 100 V/cm aufgenommen. Die Funkenentwickelungsstrecke beträgt $d = 0,54$ cm, d.h. der durch das Klärfeld bedingte Abfall erfolgt nach 1,6 μsec . Der Kurvenverlauf wurde im Bereich $0 \leq t \leq 1,8 \mu\text{sec}$, in dem die Beziehung für X_0 gilt, durch den Ansatz eines Polynoms 2. Grades aus den Meßpunkten ermittelt, darüber hinaus wurde die Kurve ohne Rechnung angepaßt.

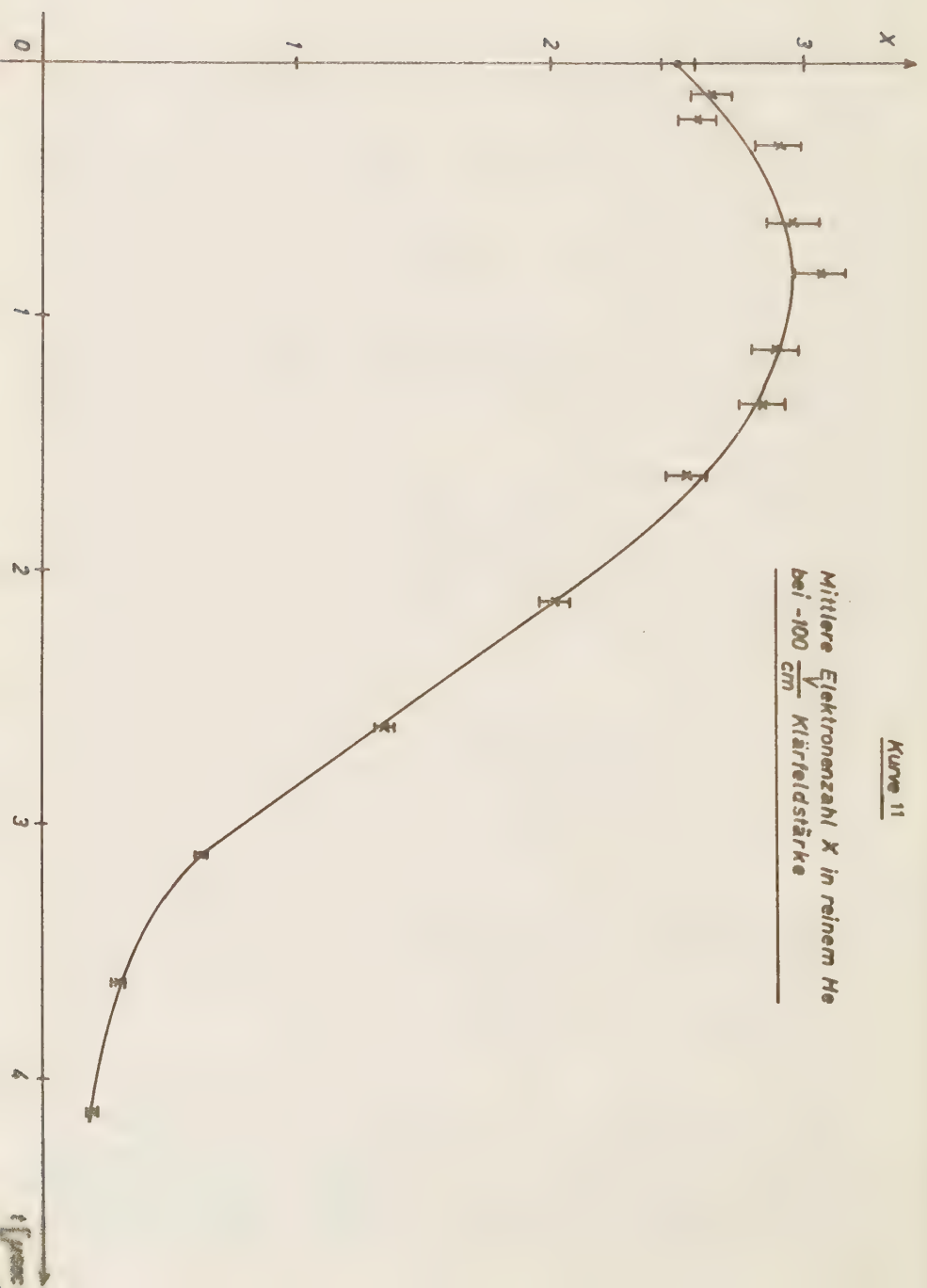
Die Abnahme der mittleren Elektronenzahlen nach etwa 0,9 μsec ist auf Elektronenanlagerung und zu diesem Zeitpunkt noch nicht auf den Einfluß des Klärfeldes zurückzuführen. Die beobachtete Elektronenzahl ergibt sich in diesem Fall des sehr reinen Gases aus der Summe von Primär- und Penningelekttronen. Das Maximum folgt aus dem "Zerfall" der metastabilen Atome und der gegenläufigen Wirkung der Elektronenanlagerung. Da alle anderen Werte bekannt sind errechnet sich die Elektronenanlageungskonstante aus der Beziehung
$$X = N e^{-\gamma t} + A \frac{\lambda}{\lambda - \gamma} e^{-\gamma t} (e^{t(\lambda - \gamma)} - 1)$$

zu $\gamma = 0,16 \pm 0,4$ je μsec . Dieser Wert ist etwa doppelt so groß, wie er sich z.B. nach v.Engel/Steenbeck⁽¹⁴⁾ für die im Helium enthaltene Beimengung abschätzen läßt. Die weisen jedoch auf die Unsicherheit dieser Tabellenwerte hin und schreiben: "Bei solchen Verunreinigungen, die die Anlagerung begünstigen, außerordentlich viel stärker, als sich aus ihrer Konzentration durch lineare Mittelung der Anlagerungskonstanten ergeben würde. Bruchteile von Prozenten können bereits eine Verdoppelung der Anlagerungswahrscheinlichkeit in Edelgasen bewirken." Wegen der Betonung in Edelgasen ist anzunehmen, daß die Unsicherheit auf der Vernachlässigung metastabiler Atome beruht. Es wurde daher der mit Kurve 11 abgeschätzte Wert vorgezogen.

Bemerkenswert ist der Anstieg in Kurve 11, er hängt von der Art der Anregung und Auflösung der metastabilen Atome ab. Nach Penz⁽⁶⁾ geschieht die Anregung metastabiler Tripletzustände nahezu ausschließlich durch Elektronenstoß, d.h. metastabile Atome entstehen nur in Verbindung mit Primärelektronen, also abhängig ebenso wie

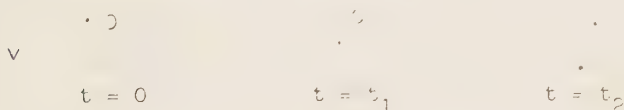
Kurve 11

Mittlere Elektronenzahl $\bar{x}$ in reinem He
bei $-100 \frac{V}{cm}$ Kiefeldstärke



die Sekundärelektronen. Da für einen Funkendurchbruch bereits ein einzelnes freies Elektron, z.B. das Primärelektron ausreicht, führen Penningelektronen, die in unmittelbarer Nachbarschaft eines Primären frei werden nicht zu einem Anstieg und der Kurvenverlauf bliebe damit unverständlich. Infolge der relativ kleinen Zerfallskonstanten $\lambda = 1,180$ je μsec werden jedoch Primär- und Penningelektronen in der Größenordnung mm voneinander getrennt, die Penningelektronen wirken zum Teil wie Primärelektronen. Im Zeitraum $0 \leq t \leq 1,8 \mu\text{sec}$ gelangen im Mittel ebenso viele sofort unabhängig erzeugte Elektronen in die wirksame Strecke des Kammer spalts, wie aus ihr durch das Klärfeld abgesogen werden. Der Ausgleich erfolgt jedoch nur im statistischen Mittel; zu einem Anstieg führen die Fälle, in denen kein Primärelektron nachfolgt, die Lücke jedoch durch ein Penningelektron ausgefüllt wird.

In der folgenden Bildreihe soll dies an einem Beispiel verdeutlicht werden. Betrachtet wird nur der wirksame Teil des Kammer spalts, der Pfeil gibt die Richtung, in der freie Elektronen unter dem Einfluß des Klärfeldes driften. Durch den Punkt wird ein freies Elektron, durch den Kreis ein metastabiles Atom symbolisiert.



Zum Zeitpunkt des Teilchendurchgangs $t = 0$ werde in der Nachbarschaft eines Primärelektrons ein Atom metastabil angeregt. Nach der Zeit t_1 ist das freie Elektron die Strecke vt_1 von seinem Entstehungsort gedriftet, während das ungeladene metastabile Atom verharret. Nach der Zeit t_2 führt das inzwischen freigesetzte Penningelektron zu einem Ansprechen der Kammer, obwohl das Primäre bereits abgesogen ist.

Auf diese Weise läßt sich ein Anstieg, jedoch noch nicht seine volle Höhe erklären. Dazu muß angenommen werden, daß einige Metastabile ebenso unabhängig wie Primärelektronen durch unmittelbare Wechselwirkung mit dem Teilchen entstehen. Mit den in vorigen Abschnitt bestimmten Größen und aus dem Verlauf von Kurve 11 errechnet sich ihre Anzahl zu etwa einem je Teilchendurchgang.

Interessant ist, daß auch andere Überlegungen zu einer Abschätzung derselben Größenordnung führen. Die totale durch Höhenstrahlungsteilchen in Helium erzeugte Ionisation wurde von Frost ²⁴⁾ zu 8,2 Ionenpaare je cm bestimmt, davon werden 6 primär erzeugt, sodaß eine Differenz von 2,2 für Sekundärelektronen verbleibt. Nimmt man an, daß die Wahrscheinlichkeit für metastabile Anregung durch Elektronenstoß nicht größer ist als für die Erzeugung eines weiteren Elektrons, so verbleibt nur die Hälfte von 2,2 für abhängig angeregte Metastabile. Die Differenz zur gemessenen Anzahl von 2,2 Metastabilen, also eines muß unabhängig angeregt werden.

Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für gewöhnliche und metastabile Anregung wird anschaulich aus dem Verhältnis von magnetischem Moment des Elektrons und elektrischem Moment des Atoms abgeschätzt. Da bei geladenen hochrelativistischen Teilchen das elektrische und magnetische Feld dem Betrag nach etwa gleich sind, folgt daraus, daß die Wahrscheinlichkeit für metastabile Anregung nur rund 1/10 000 gegenüber der gewöhnlichen beträgt. Für höchste Energien ist nach Fermi ²³⁾ bekannt, daß das elektrische Feld durch Polarisierungseffekte in der durchlaufenen Materie abgeschirmt wird (Fermiplateau). In solchen Fällen überwiegt das magnetische Feld oberhalb eines gewissen Abstands vom Ort des Teilchendurchgangs, sodaß die Möglichkeit besteht, daß sich die Wahrscheinlichkeit wesentlich zu Gunsten der metastabilen Anregung ändert. Einen Hinweis geben die Unterschiede im Verhältnis der Anzahl der Penningelektronen zur Anzahl der Primären in Helium und in Henogal, 0,42 bzw. 0,64. In Henogal wird der Polarisierungseffekt wegen der höheren Elektronendichte bereits bei kleineren Teilchenenergien wirksam.

5.3. Messungen des relativistischen Anstiegs der Primärionisation als Funktion der Teilchengeschwindigkeit

5.3.1. Erläuterungen

Eine Anordnung von Funkenkammern gestattet es, Trajektorien von geladenen Teilchen zu messen (Bild 1), daraus errechnet sich bei Verwendung eines bekannten Magnetfeldes ihr Impuls. Für die Unterscheidung der Art bzw. Masse der Teilchen werden zusätzlich Cerenkov-Zähler eingesetzt. Es soll gezeigt werden, wie sich diese Information auch direkt aus der Ansprechwahrscheinlichkeit von Funkenkammern ermitteln läßt.

Die Bethesche Formel (Bethe ¹⁰⁾)

$$\begin{aligned} \text{VII) } i_p &= D \frac{2C r_e m_e c^2 z^2}{\beta^2 I} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} + s - \beta^2 \\ &= \frac{L}{\beta^2} (k - \beta^2 + \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2}) \end{aligned}$$

zeigt die Abhängigkeit der Primärionisation i_p je cm von dem Verhältnis $\beta = \frac{v}{c}$ aus Teilchengeschwindigkeit und Lichtgeschwindigkeit. m_e bedeutet die Elektronenmasse, z die Ladung des durchlaufenden Teilchens, D die Dichte des Gases. Die übrigen Konstanten beziehen sich auf spezifische Eigenschaften des zu ionisierenden Gases, sie werden von Rossi ²⁴⁾ wie folgt erläutert:

$$C = n \cdot r_e^2 \cdot Z/A = 0,150 \cdot Z/A$$

repräsentiert den gesamten von den in einem Gramm enthaltenen Elektronen überdeckten Bereich, $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ ist der klassische Elektronenradius, n die Avogadro'sche Zahl und Z/A das Ladungs- zu Massenverhältnis des durchlaufenen Materials. I ist das Ionisationspotential der äußeren Atomschale, r und s sind dimensionslose von der atomaren Struktur abhängige Konstante, ihre Werte konnten nur für Wasserstoff berechnet werden, $r=0,285$; $s=3,04$.

Mit $L = \frac{D \cdot 2C \cdot r \cdot m_e \cdot c^2 \cdot z^2}{1}$; $k = \frac{\ln 2 m_e \cdot c^2}{1} + s$ sind die

geschwindigkeitsunabhängigen Größen zusammengefaßt.

In 5.1.1. wurde der Absolutwert der Primärionisation in Helium bzw. Henogal für Höhenstrahlungsteilchen unter den geographischen Gegebenheiten von Genf bestimmt. Mit der Höhenstrahlung wird nur ein Durchschnitt von Teilchen sehr verschiedener Energie beobachtet, die gemessene Primärionisation kann keiner bestimmten Teilchengeschwindigkeit zugeordnet werden. Aus technischen Gründen konnte der für diese Untersuchung verwendete Aufbau nicht wie ursprünglich geplant in den Strahlengang eines gleichzeitig am Protonen-Synchrotron im CERN durchgeführten Experiments eingebracht werden. Dankenswerterweise konnte jedoch für diese Untersuchungen der Experimentaufbau selbst mit allen seinen Möglichkeiten benutzt werden. Eine detaillierte Beschreibung dieses Aufbaus findet man in ²⁵⁾. Nachfolgend sollen nur die wichtigsten Hilfsmittel und ihre Funktionen beschrieben werden.

Das Schema des Aufbaus stimmt mit dem in Bild 1 gezeigten überein. Anstelle von optischen Funkenkammern werden Drahtkammern mit magnetostriktiver Auslese verwendet. Die Signale werden durch eine Rechenmaschine des Typs PDP 9 verarbeitet und die Funken durchbrüche je Kammerspalt auf Magnetband registriert. Der Auslösemechanismus für das Anlegen des Hochspannungsimpulses an die Kammern ist praktisch mit dem in 4. beschriebenen identisch, jedoch werden neben Signalen aus den Szintillationszählern auch Signale aus Gas-Čerenkov-Zählern berücksichtigt.

Teilchen, deren Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in der von ihnen durchlaufenen Materie, senden eine elektromagnetische Schockwelle aus, $\beta \cdot n = 1$ ist daher die Grenz- oder Schwellenbedingung für die Lichtemission. Der Brechungsindex n hängt bei vorgegebenem Gas von dessen Dichte bzw. Druck ab. Durch eine geeignete Wahl von Gas und Druck lassen sich auf diese Weise Schwellen legen, durch die bei gleichem Impuls Teilchen verschiedener Masse voneinander unterschieden werden können, derart, daß

Teilchen mit einer Masse $m < m_s$ Licht geben und durch ein Signal gekennzeichnet werden.

5.3.2. Durchführung und Auswertung des Experiments

Die im Protonen-Synchrotron auf einen Impuls von 24 GeV/c beschleunigten Protonen erzeugten an einem in den Strahl eingeblen- deten Berylliumtarget ein Spektrum von positiv und negativ gela- denen Teilchen mit verschiedenen Impulsen, Richtungen und Massen. Durch ein System von magnetischen Quadrupollinsen und Ablenk- magneten wurde die positive Komponente mit einem durch die Magnet- ströme bestimmten Impuls in Richtung auf den experimentellen Aufbau abgelenkt. Der Impuls wurde jeweils mit 5,0; 8,0 und 17 GeV/c eingestellt. Der Strahl enthielt Protonen, Positronen und positive Pionen, Myonen und Kaonen mit gleichem Impuls und daher wegen der verschiedenen Massen mit unterschiedlicher Ge- schwindigkeit. Die Teilchen wurden durch drei als Schwellenzähler verwendete Gas-Čerenkov-Zähler voneinander unterschieden. Durch Verwendung von Stickstoff, Propan und Helium und durch Variation des Drucks in den Zählern wurden die Schwellenbedingungen den Erfordernissen angepaßt.

Für die Auswertung wurden die vom Rechner auf Magnetband gespei- cherten Daten der Funkendurchbrüche und Čerenkov-Signale abge- rufen. Die Čerenkov-Signale geben infolge der verschiedenen Ruhe- massen exakten Aufschluß über die Teilchengeschwindigkeit. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde für jede von 16 gleichartigen Kammern des Experimentaufbaus einzeln bestimmt.

Wie in Abschnitt 3. gezeigt errechnet sich die mittlere Anzahl der zum Zeitpunkt des Feuerns wirksamen Elektronen für jeden einzelnen Kammerspalt aus der gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeit zu:

$$X = \ln(1-AW) = \ln f/n$$

Dabei ist f die Anzahl der Felle, in denen bei n Versuchen kein Funken auftritt.

$$\langle X \rangle = \frac{1}{\sum_{i=1}^{18} f_i} \sum_{i=1}^{18} f_i \ln \frac{f_i}{n}$$

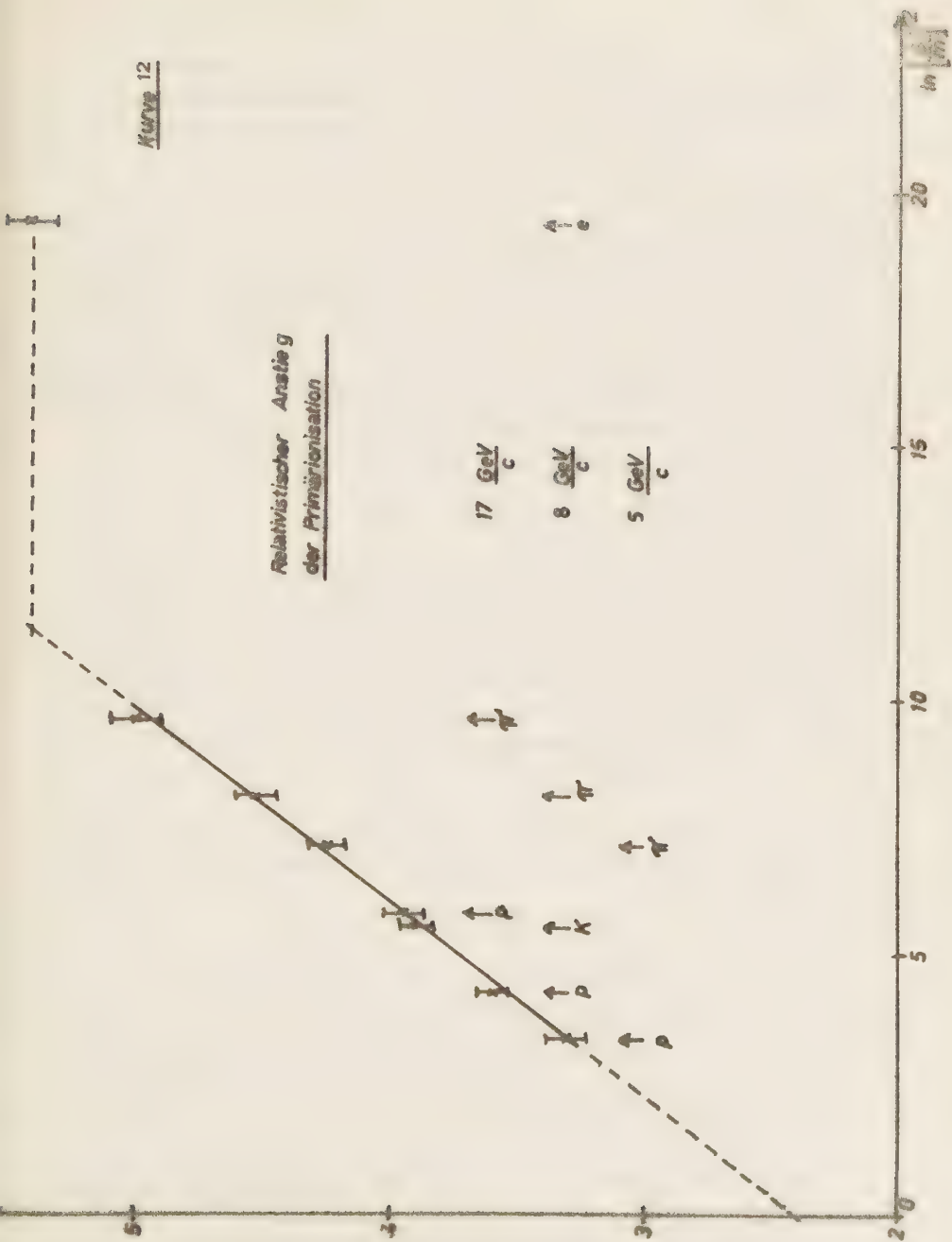
ist die über alle Kammerspalte gemittelte Anzahl der zum Zeitpunkt des Feuerns wirksamen Elektronen je Kammerspalt. Dabei ist berücksichtigt, daß der mittlere statistische Fehler mit zunehmender Anzahl fehlender Funken abnimmt. Die Ergebnisse der einzelnen Kammerspalte werden mit einem Gewicht, umgekehrt proportional zu ihrem Fehler, addiert.

Die Anzahl der zum Zeitpunkt des Feuerns wirksamen Ladungsträger wurde bei negativem Klärfeld mit einer Feldstärke von 250 V/cm und bei einer konstanten Verzögerungszeit von 0,6 μ sec gemessen. Das Kammergas bestand aus Henogal + 3% Isopropylalkohol unter Atmosphärendruck. Die äußeren Bedingungen gewährleisteten, daß man sich bei den Messungen auf dem allein durch das Klärfeld und der Primärionisation bestimmten Teil der Kurve (siehe 3.2.) befindet, eventuelle Schwankungen des Hochspannungsimpulses und der Funkenentwicklungsstrecke spielen keine Rolle. Die beobachtete Anzahl freier Elektronen ist also proportional zur Primärionisation und diese hängt nur von $\beta = v/c$ ab, $X_- \sim i_p(\beta)$. Die Funktion $i_p(\beta)$ wird durch VII) beschrieben, die darin enthaltene Größe $\frac{\beta^2}{1-\beta^2} = (G/m)^2$ errechnet sich aus dem Verhältnis von Impuls G zur Ruhemasse der Teilchen. Durch die Messungen wurde ein Bereich zwischen $(5/0,938)^2$ und $(8/0,511 \cdot 10^{-3})^2$ erfaßt. Selbst für den kleinsten Wert beträgt die Abweichung von β^2 gegen 1 weniger als 4%. In guter Näherung folgt daher aus VII) eine lineare Abhängigkeit der beobachteten Elektronenzahl von $\ln(G/m)^2$.

$$\text{VIII)} \quad X_- \sim i_p = L(k-1-\ln(G/m)^2)$$

Kurve 12 zeigt das Meßergebnis, es stimmt mit der Aussage der Betheschen Formel überein. Für Elektronen ist das Verhältnis G/m groß, so daß der Wert außerhalb des durch das Fermiplateau

Relativistischer Anstieg
der Primärionisation



begrenzten Anstiegs liegt. Fermi ²³⁾ begründet die Grenze mit Polarisierungseffekten in Materie beim Teilchendurchgang, welche die elektrische Komponente des relativistisch anwachsenden elektromagnetischen Feldes außerhalb eines vom Material abhängigen Bereichs abschirmen. Das Verhältnis von maximaler zu minimaler Primärrionisation $i_{pmax}/i_{pmin} = 1,6$ liegt innerhalb des von anderen in Edelgasen mit Alkoholbeimengung gemessenen Bereichs. Diese Werte hängen jedoch davon ab, ob sie mit Ionisations- oder Nebelkammern bestimmt wurden, wie die von Merzon ²⁶⁾ zusammengestellte Tabelle von Meßergebnissen zeigt. Der Wert i_{pmax} wurde mit dem für Elektronen gemessenen gleichgesetzt, der Wert i_{pmin} wurde aus dem Verlauf der gemessenen Geraden ermittelt. Durch Differentiation von VII) nach β erhält man die Minimumsbedingung

$$\ln(\beta^2/(1-\beta^2)) = \beta^2/(1-\beta^2) - (1-k)$$

Der Achsenabschnitt $(1-k)$ aus Kurve 12 ergibt $9,09 \pm 0,07$. Die minimale Ionisierung wird daher für $\ln(\beta^2/(1-\beta^2)) = 2,44$; $\beta^2 = 0,92$; $\beta = 0,96$ erreicht. Nach Bethe ¹⁰⁾ gelten im Gegensatz zu Primärrionisation für den Energieverlust von Elektronen und schweren Teilchen unterschiedliche Beziehungen. Bethe gibt nur Werte von β an, für das Minimum des Energieverlust, ca. 0,96 für Elektronen und ca. 0,93 für schwere Teilchen.

Vergleicht man die für 2 Teilchen mit den Massen m_1 und m_2 mit $m_1 = w \cdot m_2$ bei gleichem Impuls beobachtete Primärrionisation, so folgt aus VIII)

$$X_-(m_2) = T(k-1+2\ln \frac{G}{m_2}) = T(k-1+2\ln \frac{G}{m_1} + 2\ln w)$$

$$= X_-(m_1) + 2T \ln w$$

$$X_-(m_2) - X_-(m_1) = \Delta X = 2T \ln w$$

Aus der Bernoullischen Formel folgt für den mittleren relativen Fehler

$$\frac{\Delta X}{X} = \frac{1}{X} \sqrt{\frac{e^X - 1}{n}}$$

Er nimmt bei beliebigem n sein Minimum für $X_M = 1,58$ an, und an der Stelle des Minimums gilt

$$X_M = \sqrt{\frac{2,6}{n}}$$

Der relative Fehler durchläuft in der Umgebung von X_M eine sehr flache Kurve, so daß ein für die Unterscheidung zweier Teilchen optimaler Wert, etwa durch die Wahl der Klärfeldstärke, praktisch immer erreicht werden kann.

Der Wert von k hängt von der Art des verwendeten Gases ab. Wie er den notwendigen Aufwand zur Unterscheidung zweier Teilchen mit Hilfe von Funkenkammern beeinflusst, läßt sich am besten an zwei Beispielen, mit dem in Henogal gemessenen Wert $k-1 = 9,09$ und dem nach Angaben von Rossi ²⁴⁾ für Wasserstoff berechneten Wert $k-1 = 13,29$, zeigen. Bei dem gleichen Impuls $G = 10$ GeV/c sollen Protonen mit der Masse $m_1 = 0,938$ GeV von Pionen mit der Masse $m_2 = 0,140$ GeV mit der Sicherheit von einer Standardabweichung unterschieden werden. Für die Anzahl n der benötigten Kammern folgt dann:

$$n = \frac{e^{X_M} - 1}{(2T \ln w)^2} = \frac{e^{1,58} - 1}{4 \cdot 1,58^2} \cdot \frac{(k-1 + 2 \ln \frac{G}{m_2})^2}{(\ln w)^2}$$

$$\text{in Henogal: } n = 0,386(9,09 + 8,5)^2 / 1,9^2 = 33$$

$$\text{in H}_2 \quad : \quad n = 0,386(13,3 + 8,5)^2 / 1,9^2 = 45$$

Insbesondere bei Reaktionen hoher Multiplizität bieten Funkenkammern einen für die Teilchenunterscheidung wichtigen Vorteil gegenüber Čerenkov-Zählern, da auch die Massen sehr vieler gleichzeitig entstandener Teilchen ermittelt werden können.

6. Diskussion

Entscheidend für die Zuverlässigkeit der Ergebnisse der Primärisation und der Anzahl der metastabilen Atome ist die der Untersuchung zugrunde liegende Annahme (3.), daß jedes einzelne freie Elektron innerhalb der wirksamen Strecke zu einem Funken führt. Diese Annahme wird durch die Theorie von Raether (2.1.1.) nahegelegt und durch die Messungen bestätigt. Wie in 5.1. beschrieben, ist die Anzahl der Elektronen innerhalb der wirksamen Strecke, die zu einem Funken führen, unabhängig von der Höhe des Hochspannungsimpulses und von seiner Richtung gegenüber dem Klärfeld. Die Unabhängigkeit besagt: Die Streuung der Strecke bzw. der Zeit bis zu den ersten Multiplikationen ist klein; bereits kurze Zeit nach Anlegen des Hochspannungsimpulses wird unabhängig von der anfänglich vorhandenen Anzahl ≥ 1 eine größere Zahl von freien Elektronen wirksam.

Mit Ausnahme von λ werden sämtliche Meßwerte durch die Anzahl und räumliche Verteilung von Sekundär- und Penningelektroden und durch Elektronenanlagerung beeinflusst. Die hierdurch hervorgerufenen Effekte wurden gemeinsam vernachlässigt. Elektronenanlagerung und die Wirkung eines elektrischen Gleichspannungsfeldes sind Klärphänomene, welche die beobachtete Elektronenzahl in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit unterschiedlich beeinflussen. Sind ausschließlich Primärelektronen im Kammerspalt, so führt das Klärfeld zu einem linearen Abklingen in der beobachteten Elektronenzahl, wie es auch der Auswertung zugrunde gelegt wurde (Kurve 2 und 3 in 5.1.). Die selbe Abhängigkeit bleibt erhalten, wenn Sekundärelektronen in unmittelbarer Nachbarschaft der Primärelektronen entstehen und gemeinsam mit ihnen aus dem Kammerspalt driften. Werden Sekundärelektronen jedoch in größeren Abständen frei, so treten Fälle auf, in denen das Primärelektron bereits abgesogen ist, das zugehörige Sekundärelektron jedoch zu einem Funken Anlaß gibt. Dies führt zu einer Abweichung vom linearen Verlauf und die beobachtete Elektronenzahl ist größer als die Anzahl der Primärelektronen. Die Penningelektroden ver-

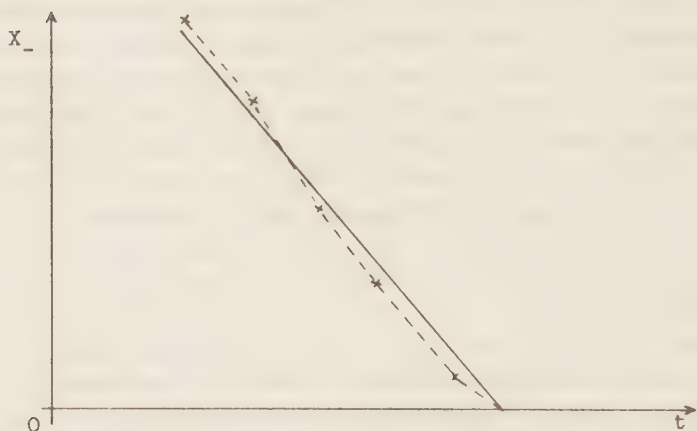
stärken noch den für Sekundärelektronen beschriebenen Effekt und außerdem wird der Wert Null der beobachteten Elektronenzahl nur asymptotisch bei langen Verzögerungszeiten angenommen.

Die durch die verschiedenen Elektronenkomponenten hervorgerufenen Abweichungen vom angenommenen Kurvenverlauf werden durch den die Klärfeldwirkung überlagernden Effekt der Elektronenanlagerung mehr oder weniger ausgeglichen oder überkompensiert. Für den Anteil der entstandenen Penningelektronen, ebenso wie für den der angelagerten Elektronen ist das Produkt $c \cdot t$ aus der Konzentration c der Beimengung und der Verzögerungszeit t entscheidend, d.h. je größer die $c \cdot t$ -Werte sind, um so mehr überwiegt der Einfluß der Elektronenanlagerung, je kleiner, um so mehr derjenige der Penningelektronen. Innerhalb eines Meßbereichs, in dem die $c \cdot t$ -Werte um mehr als einen Faktor 10 variiert wurden, konnte keine den statistischen Fehler übersteigende Tendenz festgestellt werden. Eine Abschätzung bestätigt, daß die zu erwartenden Abweichungen gering sind.

Die Primärelektronen werden überwiegend mit geringer Energie erzeugt, die Energieverteilung wurde von Bethe¹⁰⁾ berechnet, daraus ergibt sich, daß in Helium unter Normalbedingungen nur in etwa 3% der Fälle Sekundärelektronen in einem effektiven Abstand größer als 0,1 mm von den Primärelektronen entstehen.

Die gleiche Abstandsabhängigkeit wie für Sekundärelektronen gilt auch für die metastabil angeregten Atome, sie gilt im allgemeinen jedoch nicht für die durch sie freigesetzten Penningelektronen. Das elektrische Feld wirkt nur auf Ladungsträger, läßt also die angeregten Zustände, die erst später zu freien Elektronen führen, unberührt. Die Trennung der Penningelektronen von den Primärelektronen hängt von der Zerfallskonstanten λ und der Elektronendriftgeschwindigkeit v , also von dem $c \cdot t$ -Wert, ab. Wie die in 5.2. beschriebenen Meßergebnisse zeigen, werden je Teilchendurchgang etwa 2 Atome metastabil angeregt, die bei einer geeigneten Beimengung von 0,5% H_2 oder Ar zum Helium in weniger als 0,08 μsec

auf $1/e$ des ursprünglichen Wertes abgeklungen sind. Bei einer Elektronendriftgeschwindigkeit von $0,3 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ werden die später entstehenden etwa $0,8$ Penningelektronen um mehr als $0,24 \text{ mm}$ effektiv von den Primärelektronen getrennt. Im folgenden Bild wird der angenommene Kurvenverlauf - ausgezogene Kurve - mit dem für mittlere Versuchsbedingungen abgeschätzten - gestrichelte Kurve - verglichen.



Es zeigt sich eine Tendenz in Richtung auf zu große Werte der Primärisation und der Elektronendriftgeschwindigkeit. Kompensiert wird diese geringfügige Abweichung jedoch noch durch die nicht berücksichtigte verzögerte Erzeugung der Penningelektronen, die insbesondere im unteren Bereich der gestrichelt gezeichneten Kurve zu einer Anhebung der Werte führt.

In Abschnitt 3. wurde eine homogene Elektronenverteilung angenommen. Sie wird jedoch gestört durch Elektronen, die aus den $2/100 \text{ mm}$ starken Aluminiumfolien in den Gasraum gelangen. Bei der verwendeten Anordnung ist in Nähe der Elektrode, durch die das Teilchen in den Gasraum eintritt, eine höhere Elektronendichte zu erwarten. Die dadurch hervorgerufene Inhomogenität lässt sich durch Messungen bei zwei entgegengesetzten Richtungen

des Hochspannungsimpulses im Vergleich zur Einfallsrichtung der Teilchen homogenisieren, wie die folgende Bildreihe verdeutlicht.

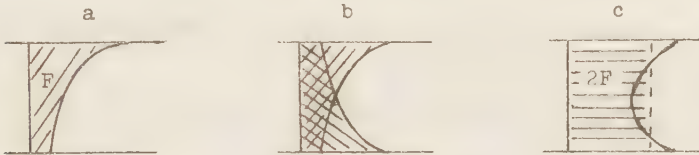


Bild a zeigt die angenommene Abstandsabhängigkeit der Elektronendichte von der in Strahlrichtung liegenden Folie. Die schraffierte Fläche F bedeutet den Anteil der Plattenelektronen im Kammerspalt.

Bild b zeigt das gleiche bei zwei entgegengesetzten Strahlrichtungen.

Bild c zeigt, bis zu welchem Grad der Anteil der Plattenelektronen homogenisiert wird.

Die Beziehungen 1) gelten allgemein für homogen verteilte, unabhängig freigesetzte Elektronen, also auch für die homogenisierten Plattenelektronen. Durch Mittelung der bei entgegengesetzten Richtungen des Hochspannungsimpulses unter sonst gleichen Bedingungen aufgenommenen Meßwerte wird der um den Anteil F der Plattenelektronen vergrößerte Wert der im Gas erzeugten Primärelektronen bestimmt. Die Umpolung des Hochspannungsimpulses erfolgte für jeden einzelnen Meßpunkt. Durch Variieren des Gasdruckes ließen sich die Anteile von Platten- und Gaselektronen voneinander trennen.

Ein äußerst interessantes Ergebnis, nämlich die direkte oder von Primärelektronen unabhängige Anregung metastabiler Atome beim Teilchendurchgang, deren Nachweis mit der verwendeten Apparatur möglich gewesen wäre (5.2.2.), wurde leider nicht mit der erreichbaren Genauigkeit gemessen. Die Möglichkeit der direkten Anregung und ihre Bedeutung für die Teilchenunterscheidung bei höchsten Energien, für die heute noch keine geeigneten Instrumente zur Verfügung stehen, wurde leider erst nach Abbau der Versuchsanordnung erkannt.

Literaturverzeichnis

- 1) B.D. Hyams, W. Koch, D. Pellet, D. Potter, L. von Lindern, E. Lorenz, G. Lütjens, U. Stierlin, P. Weilhammer, Phys. Letters 24B, 634 (1967)
- 2) K. Söchting, Universität München, Diplomarbeit (1969)
- 3) J.M. Meek, Phys.Rev. 57, 722 (1940)
- 4) H. Raether, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, London Butterworths 1964
- 5) F.M. Penning, M.J. Druyvesteyn, Rev.Mod.Phys. XII, 87 (1940)
- 6) G. Wentzel, Handbuch d. Physik, Herausg. Geiger und Scheel Julius Springer Verlag, Berlin 1933, Vol. 24.1, 726
- 7) J.W. Cronin in R.P. Shutt, Bubble- and Spark Chambers I, Academic Press, New York-London 1967
- 8) F. Schneider, Interner CERN-Bericht AR/Int. GS/63-9, 1963
- 9) A.V. Phelps, J.P. Molnar, Phys.Rev. 89, 1202 (1953)
- 10) H.A. Bethe, Handbuch d. Physik, Herausg. Geiger und Scheel Julius Springer Verlag, Berlin 1933, Vol. 24.1, 518
- 11) M.G. Cosyns, Nature 138, 284 (1936)
- 12) V.E. Hazen, Phys.Rev. 63, 107 (1943)
- 13) E.F. Skramstad, D.H. Loughridge, Phys.Rev. 59, 677 (1936)
- 14) A. v.Engel, M. Steenbeck, Elektrische Gasentladungen I, Verlag von Julius Springer Berlin 1934
- 15) R.W. Crompton, M.T. Elford, R.L. Jory, Australian J.Phys. 20, 369 (1967)
- 16) N.E. Bradbury, R.A. Nielsen, Phys.Rev. 49, 388 (1936)
- 17) C. Ramsauer, Ann. d. Phys. 64, 513 (1921)
- 18) E.E. Benton, E.E. Ferguson, F.A. Matsen, W.W. Robertson, Phys. Rev. 128, 206 (1962)
- 19) F.D. Colegrove, P.A. Francken, Phys.Rev. 119, 680 (1960)
- 20) A.V. Phelps, Phys.Rev. 99, 1307 (1955)
- 21) S. Kubota, T. Takakashi, T. Doke, Phys.Rev. 165, 225 (1968)

- 22) R.H. Frost, University of California, Thesis (1947)
- 23) E. Fermi, Phys.Rev. 56, 1242 (1939); 57, 485 (1940)
- 24) B. Rossi, High-Energy Particle, Prentice-Hall, Inc.
New York 1952
- 25) Jahresbericht 1969 der experimentellen Abteilung des Instituts für Physik im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, MPI-PAE/Exp. El. 8 Januar 1970
- 26) G.I. Merzon, Preprint No. 73, Lebedev Phys. Inst., Moscow, 1971

Danksagung

Herrn Prof. Dr. H. P. Dürr, Herrn Prof. Dr. K. Gottstein und Herrn Dr. U. Stierlin danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung der Arbeit am Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in München, sowie für ihre Unterstützung in allen Fragen und ihr Interesse am Fortgang der Untersuchung.

Bei Herrn Dr. U. Stierlin möchte ich mich noch besonders für die Anregung zur Arbeit und für seine vielen praktischen Ratschläge bedanken.

Herrn Dr. W. Blum danke ich herzlich für seine Bereitschaft stets alle Probleme mit mir zu diskutieren, für seine konstruktive Kritik und seine vielen Anregungen, die den Verlauf der Untersuchung wesentlich bestimmten. Außerdem möchte ich mich bei allen anderen Mitarbeitern der Genf-München-Kollaboration für ihre Hilfsbereitschaft bedanken.

Lebenslauf

- 1936 Am 24.1. in München geboren
- 1942-47 Besuch verschiedener Volksschulen
- 1947-56 Besuch der Rupprecht-Oberrealschule in München mit
Abitur als Abschluß
- 1956 Beginn des Studiums der Physik an der Ludwig-Maximilians-
Universität in München
- 1958/59 Als Sommerstudent am Europäischen Kernforschungszentrum
in Genf in der Jungfrau-Joehgruppe mit Problemen der
Energiebestimmung von Höhenstrahlungsteilchen betraut
- 1962 Diplomvorprüfung an der Ludwig-Maximilians-Universität
- 1963/64 Mehrere Veröffentlichungen über Optimierungsprobleme
bei der Firma Siemens
- 1968 Beginn der Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Physik
und Astrophysik in München
- 1969 Einreichen der Diplomarbeit bei der Ludwig-Maximilians-
Universität, unmittelbar anschließend aus experimentellen
Gründen Beginn der Dissertation
- 1973 Am 1.2. Diplomhauptprüfung an der Ludwig-Maximilians-
Universität

